

Aufbau und Inbetriebnahme einer Kryoanlage zur Targeterzeugung für Experimente mit Hochenergielasern und Schwerionenstrahlen

Setup and commissioning of a cryogenic system for the production of targets to be used in experiments with high energy lasers and heavy ion beams

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Jurij Alexander Menzel aus Darmstadt

Februar 2010 — Darmstadt — D 17



Aufbau und Inbetriebnahme einer Kryoanlage zur Targeterzeugung für Experimente mit Hochenergielasern und Schwerionenstrahlen

Setup and commissioning of a cryogenic system for the production of targets to be used in experiments with high energy lasers and heavy ion beams

genehmigte Dissertation von Dipl. - Phys. Jurij Alexander Menzel aus Darmstadt

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann

2. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth

Tag der Einreichung: 11.12.2009

Tag der Prüfung: 10.02.2010

Darmstadt — D 17

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein Kryosystem zur Erzeugung von Festkörpertargets entwickelt, mit dem Targets aus Materialien wie Edelgasen und Stickstoff, aber auch Wasserstoff und Deuterium präpariert werden können. Für die Entwicklung der Targets wurde eine Kryo-Test- und Entwicklungskammer aufgebaut, die es erlaubt, Kryotargets unabhängig von Experimentierplätzen zu entwickeln. Hierbei wurde darauf Wert gelegt, ein System zu konstruieren, das möglichst transportabel ist und gut an verschiedenen Messplätzen implementiert werden kann.

Es wurden kryogene Targets in verschiedenen Geometrien erzeugt. Insbesondere Targets mit einem großen Aspektverhältnis, die nur wenige Mikrometer dick sind aber deren Ausdehnung in lateraler Richtung um ein Vielfaches größer ist, sind für die geplanten Experimente interessant. Diese lassen sich mit Lasern relativ homogen heizen, was die Messung des Energieverlustes von Schwerionen unter wohl definierten Bedingungen im Plasma ermöglicht.

Im Hinblick auf Energieverlustmessungen wurde auch eine Targetgeometrie untersucht, die kryotechnisch leicht umzusetzen ist. Hierfür wurden kryogene Stickstofftargets mit cm-Abmessungen erzeugt und mit dem nhelix Hochenergielasersystem bestrahlt. Es wurden sowohl die freie Elektronendichte im Plasma im Bereich bis 10^{20} cm^{-3} als auch die Elektronentemperatur im Bereich von 200 eV bestimmt. Die freie Elektronendichte aus dem entstehenden Plasma wurde mit Simulationsrechnungen verglichen und in Hinblick auf eine Energieverlustmessung analysiert. Die Elektronendichten zeigen über einen weiten Bereich eine gute Übereinstimmung zwischen den Messdaten und den Daten der Simulation. Für eine Energieverlustmessung ergab sich eine zu geringe und zu inhomogene Teilchendichte. Daher wurden andere Targets entwickelt.

Für weitere Experimente wurden kryogene Deuteriumtargets mit großem Aspektverhältnis in verschiedenen Geometrien erzeugt. Mit einem Schwerionenstrahl vom UNILAC wurde das Target auf Durchlässigkeit untersucht und gezeigt, dass der Ionenstrahl das Target durchdringen kann. Ebenso wurde das Target gleichzeitig mit den Hochenergielasersystemen nhelix und Phelix bestrahlt und die freie Elektronendichte des Deuteriumplasmas bestimmt, die mit Simulationsrechnungen verglichen wurde, wobei sich wie bei den Experimenten mit kryogenem Stickstoff eine gute Übereinstimmung zwischen den Messdaten und den Daten der Simulation ergab. Um das Target unabhängig vom UNILAC charakterisieren zu können, ist eine Messmethode ohne Schwerionenstrahl entwickelt worden.

Zur Bestimmung der Dicke von Deuteriumtargets wurde eine Elektronenquelle mit Strahlführung aufgebaut, die eine zeitaufgelöste Messung an Targets mit einem großen Aspektverhältnis erlaubt. Durch die Untersuchung mit einem Elektronenstrahl wurde die zeitliche Entwicklung von Targetdicken kleiner als $200 \mu\text{m}$ mit einer relativen Genauigkeit von 12 % im für Energieverlustmessungen relevanten Bereich bestimmt. Hierfür wurden Simulationsrechnungen durchgeführt, die auch mit Messungen mit Folien aus Kohlenstoff verglichen wurden, wobei sich eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergab.

Diesen Messungen entsprechend weisen die hergestellten Deuteriumtargets für eine ausreichend lange Zeit von einigen Minuten eine für Energieverlustmessungen geeignete Dicke auf.



Abstract

Part of this work was the development of a cryogenic system to produce solid state targets out of nitrogen and rare gases but also hydrogen and deuterium. For target optimization a portable cryogenic test and development chamber has been set up, which can be used offline at different experimental places.

Cryogenic targets with different geometries have been produced. Targets with a high aspect ratio having a thickness of only a few micrometers and transverse sizes of millimeters are of special interest for the envisioned investigations. Such targets permit the generation of laser plasmas with a high degree of homogeneity, thus enabling the measurement of the ion energy loss under well defined conditions.

Nevertheless, high aspect ratio targets are technologically demanding. Thus, in view of energy loss experiments a simpler geometry has also been considered. Therefore, cryogenic nitrogen targets with cm sizes have been produced and irradiated by the nhelix high energy laser system. The free electron density of the generated plasma has been measured in the range up to 10^{20} cm^{-3} . The measured electron temperature was about 200 eV. The experimental results have been compared to computer simulations and analyzed. It turned out that simulation and experiment are in good agreement, but the free electron density was too low and inhomogeneous for reliable energy loss experiments.

Therefore, further deuterium targets with a high aspect ratio but varying geometries have been produced. These targets have been probed by the UNILAC ion beam and it has been shown that the ion beam can penetrate through them. The targets have also been simultaneously irradiated by the high energy laser systems nhelix and Phelix. The free electron density inside the deuterium plasma has been measured and compared with computer simulations. As in the case of nitrogen plasmas a good agreement has been observed. A new measurement technique has been developed to characterize the target independently of the UNILAC ion beam.

An electron source together with a focussing and steering system has been set up to measure the thickness of deuterium targets. This permit a time resolved measurement of the thickness of high aspect ratio targets. The evolution of the thickness below $200 \mu\text{m}$ has been determined with a relative error of 12 % within the range of interest for energy loss experiments. Computer simulations have been performed and also compared to measurements with carbon foils. A good agreement has been observed.

According to these measurements deuterium targets have a suitable thickness for a time interval of several minutes and therefore can be successfully used in energy loss experiments.



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit Materie	3
2.1.1	Laserplasmen	3
2.1.2	Interferometrie	7
2.2	Ionenstrahl-Materie-Wechselwirkung	11
2.3	Ablenkung und Fokussierung von Elektronenstrahlen	15
2.4	Erzeugung kryogener Targets	17
2.4.1	Phasenübergänge	17
2.4.2	Stoffdaten	18
3	Experimenteller Aufbau	21
3.1	Das nhelix-Lasersystem	21
3.2	Das Phelix-Lasersystem	23
3.3	Interferometrie	23
3.3.1	Ortskalibrierung	25
3.3.2	Zeitkalibrierung	25
3.4	Kurzzeitfotographie	25
3.5	Schmierbildkamera	26
3.6	Der UNILAC Linearbeschleuniger der GSI	28
3.7	Flugzeitmessung am Z6 Messplatz	29
4	Erzeugung kryogener Targets	31
4.1	Das Kryosystem	31
4.2	Temperaturmessung	32
4.3	Kryo-Test- und Entwicklungskammer	33
4.4	Das Gaskontrollsystem	35
4.5	Targetherstellung mit Zuchtkammern	35
4.5.1	Freistehende kryogene Targets mit cm-Abmessungen	36
4.5.2	Kupfergehaltete kryogene Targets	38
4.5.3	Deuterium-Targets im O-Profil aus einer Deuteriumatmosphäre	39
4.6	Gasvorkühlung	40
4.7	Hitzeschild	41
4.8	Die Targeterzeugung	42
4.9	Implementierung des Kryosystems am Z6 Messplatz	43
4.10	Versuchsaufbau in der Z6 Targetkammer	44
4.10.1	Bestrahlung von Stickstofftargets mit nhelix	44
4.10.2	Bestrahlung von Deuteriumtargets mit nhelix und Phelix	44

4.11	Aufbau einer Elektronenquelle mit Strahlführung zur Dickenmessung	46
4.11.1	Elektronenquelle	47
4.11.2	Ablenkmagnete	48
4.11.3	Elektrostatische Linsen	49
4.11.4	Elektronenstrahljustage	49
4.11.5	Elektronenstrommessung	50
5	Diskussion der Messungen	51
5.1	Experimente mit kryogenen Stickstofftargets	51
5.1.1	Kurzzeitfotographie	51
5.1.2	Schmierbildkamera	52
5.1.3	Interferometrie	53
5.1.4	Vergleich der gemessenen freien Elektronendichteverteilung mit Simulationsrechnungen	55
5.1.5	Analyse der freien Elektronendichte für eine Energieverlustmessung	57
5.2	Experimente mit kryogenem Deuterium	60
5.2.1	An den Z6 Messplatz angepasste Herstellung kryogener Deuteriumtargets	60
5.2.2	Durchführung der Experimente mit kryogenen Deuteriumtargets	61
5.2.3	Wechselwirkung des Ionenstrahls mit dem Deuteriumtarget	62
5.2.4	Durchführung der Untersuchung des Deuteriumtargets mit dem Ionenstrahl	62
5.2.5	Interferometrie	64
5.2.6	Vergleich der gemessenen freien Elektronendichteverteilung mit Simulationsrechnungen	65
5.2.7	Schlussfolgerungen aus den Experimenten mit Deuteriumtargets	66
5.3	Dickenmessung mit Elektronenstrahlen	67
5.3.1	Teilchenstreuung in festen Deuteriumtargets	67
5.3.2	Messung der Dicke eines Deuteriumtargets	71
5.3.3	Messung der Dicke von Folien aus Kohlenstoff	73
5.3.4	Schlussfolgerungen aus der Dickenmessung	74
6	Ausblick	75
6.1	Notwendige Veränderungen zur Implementierung der Dickenmessung mit Elektronen am Z6-Messplatz	75
6.2	Verbesserungsmöglichkeiten an der Kryo-Test- und Entwicklungskammer	76
	Literaturverzeichnis	82
	Danksagung	83
	Lebenslauf	85

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schema Laserplasma	5
2.2	Schema Abelinversion	9
2.3	Schematischer Aufbau einer elektrostatischen Linse	16
2.4	Verallgemeinertes Phasendiagramm	18
2.5	Phasendiagramm von Wasserstoff	20
2.6	Phasendiagramm von Deuterium	20
3.1	Schematischer Aufbau des nhelix Lasersystems	22
3.2	Schematischer Aufbau des Phelix Lasersystems	23
3.3	Schematischer Aufbau des Wollaston-Interferometers	24
3.4	Ortskalibrierung	25
3.5	Messung Zeitkalibrierung	26
3.6	Aufbau einer bildverstärkten CCD-Kamera	27
3.7	Aufbau einer Schmierbildkamera	27
3.8	Schema UNILAC	28
3.9	Schema Energieverlustmessungen	29
3.10	Verschiebung der Mikropulse	30
4.1	Lastdiagramm Kryosystem	32
4.2	Temperatursensor und Temperaturmonitor	33
4.3	Kryo-Test- und Entwicklungskammer	34
4.4	Schema Gaskontrollsystem	35
4.5	Zuchtkammern	36
4.6	Kryokristalle dick	37
4.7	Kryokristalle dünn	38
4.8	Deuteriumtarget aus Deuteriumatmosphäre	39
4.9	Gasvorkühlsystem	40
4.10	Effekt Gasvorkühlung	41
4.11	Hitzeschilde	42
4.12	Innenansicht der Targetkammer Z6 mit Kryoanlage	43
4.13	Schema Stickstofftargets mit nhelix	45
4.14	Schema Deuteriumtargets mit nhelix/Phelix	45
4.15	Außenansicht der Elektronenstrahlführung	46
4.16	Bild der Elektronenröhre	47
4.17	Innenansicht der Elektronenstrahlführung	48
4.18	Elektronenstrahljustage	49
5.1	Stickstoffplasma erzeugt mit dem nhelix	52
5.2	Streakbild einer Stickstoffplasmaexpansion	52
5.3	Aufnahme der Interferometrie	53

5.4	Elektronendichteverteilung Stickstoff 1	54
5.5	Elektronendichteverteilung Stickstoff 2	54
5.6	Elektronendichteverteilung Stickstoff 3	55
5.7	Freie Elektronendichte des Stickstoffplasmas nach 5,0 ns	56
5.8	Freie Elektronendichte des Stickstoffplasmas nach 10,1 ns	56
5.9	Freie Elektronendichte des Stickstoffplasmas nach 12,4 ns	57
5.10	Schema Energieverlust mit Targets mit cm-Abmessungen	57
5.11	Elektronendichteverteilung eines Stickstoffplasmas mit Profilen	58
5.12	Elektronendichteverteilung eines Stickstoffplasmas entlang zweier Profile	59
5.13	Deuteriumplasma während der Bestrahlung mit nhelix und Phelix aufgenommen	61
5.14	Differenzieller Energieverlust von Argon in Deuterium	62
5.15	Zeitversatz am Stopdetektor nach Deuteriumtarget	63
5.16	Elektronendichteverteilung Deuterium	64
5.17	Freie Elektronendichte des Deuteriumplasmas nach 9,1 ns	65
5.18	Freie Elektronendichte des Deuteriumplasmas nach 11,9 ns	66
5.19	Winkelstreuung der Elektronen im Deuteriumtarget (05 – 20) μm	68
5.20	Winkelstreuung der Elektronen im Deuteriumtarget (25 – 40) μm	68
5.21	Winkelstreuung der Elektronen im Deuteriumtarget (45 – 60) μm	69
5.22	Winkelstreuung der Elektronen im Deuteriumtarget (65 – 80) μm	69
5.23	Dicke des Deuteriumtargets über simulierter Teilchenzahl am Faraday Cup	70
5.24	Messung der Teilchenzahl nach dem Deuteriumtarget	72
5.25	Dicke des Deuteriumtargets errechnet aus der Teilchenzahlmessung	72
5.26	Winkelstreuung der Elektronen in Folien aus Kohlenstoff	73

Tabellenverzeichnis

2.1	Tripelpunkte und kritische Punkte	19
2.2	Wichtige Stoffeigenschaften	19
5.1	Elektronenstrom nach dem Durchgang durch eine Folie aus Kohlenstoff	74



Verwendete Abkürzungen

AMeV MeV pro Nukleon

a.u. arbitrary unit = beliebige Einheit

BBO Barium Borat

CCD Charge Coupled Device = ladungsgekoppeltes Bauteil

ESR Experimentierspeicherring

FAIR Facility for Antiproton and Ion Research

FWHM Full Width at Half Maximum = Halbwertsbreite

Geant4 **G**eometry **a**nd **T**racking Version 4; Simulationstoolkit

GSI **G**SI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH (bis Oktober 2008 **G**esellschaft für **S**chwer**I**onenforschung mbH)

HIHEX Heavy Ion Heating and EXpansion

ICF Inertial Confinement Fusion

LAPLAS Laboratory Planetary Science

LTE Local Thermal Equilibrium = lokales thermisches Gleichgewicht

MCF Magnetic Confinement Fusion

MCP micro channel plate = Mikrokanalplatte

nhelix Nanosekunden **H**och-**E**nergie **L**aser für Schwer**I**onen **E**Xperimente

Phelix Petawatt **H**och-**E**nergie **L**aser für Schwer**I**onen **E**Xperimente

PVC Polyvinylchlorid

RFQ Radio Frequency Quadrupole

SBS Stimulierte Brillouin Streuung

SIS Schwerionensynchrotron

SiSt Sicherheit und Strahlenschutz

SRIM The Stopping and Range of Ions in Matter

TUD Technische Universität Darmstadt

UNILAC Universal Linear Accelerator



1 Einleitung

Die Strahlen- und Kernphysikgruppe der Technischen Universität Darmstadt (TUD) untersucht in enger Zusammenarbeit mit der Abteilung Plasmaphysik des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH (GSI) die Wechselwirkung von Schwerionenstrahlen in lasererzeugten Plasmen.

Diese Forschungsarbeiten werden neben der Beschreibung und dem Verständnis zahlreicher astrophysikalischer Phänomene auch durch die Bereitstellung von Grundlagen für die Kernfusion motiviert. Neben dem Konzept der Magnetic Confinement Fusion [1] (MCF), das in Tokamaks und Stellaratoren umgesetzt werden soll, ist das Konzept der Inertial Confinement Fusion [2] (ICF) eine vielversprechende Methode zur zivilen Energieerzeugung mittels Kernfusion. Bei der ICF wird ein sphärisches Target (Pellet) mit einer kryogenen Deuterium-Tritium-Mischung entweder direkt mit Schwerionenstrahlen oder Lasern geheizt und komprimiert, oder es wird Röntgenstrahlung aus einem Konverterhohlraum für die Heizung verwendet. Die „Fast Ignition“ [3], bei der das Target wie beschrieben komprimiert und geheizt wird, die Fusion jedoch über einen weiteren intensiven Ionen- oder Laserstrahl im sogenannten „Hot Spot“ gezündet wird, ist eine vielversprechende Verfeinerung des ICF Ansatzes. Für die Zündung im „Hot Spot“ mit Schwerionenstrahlen ist das Verständnis der Energiedeposition solcher Strahlen in Materie und insbesondere in Plasmen von entscheidender Bedeutung.

Als ein Plasma bezeichnet man einen Zustand der Materie, in dem die Atome zumindest teilweise oder vollständig ionisiert sind. Obwohl zwischen den Elektronen und den Ionen lokal elektrische Felder ausgebildet werden, ist ein Plasma dennoch über Bereiche, die eine große Anzahl Teilchen enthalten, neutral. Diese Eigenschaft wird als Quasineutralität eines Plasmas bezeichnet.

Die elektrischen und magnetischen Felder in einem Plasma haben einen wesentlichen Einfluss auf die Bewegungen der geladenen Teilchen. Die Ladungsträger erzeugen ihrerseits elektrische und magnetische Felder. Diese Kopplung führt zu kollektiven Effekten der Teilchenbewegung, die in komplexen makroskopischen Eigenschaften resultieren.

Wie bereits in [4] experimentell gezeigt wurde, verlieren Ionenstrahlen in Plasmen bei gleicher Anzahl von Wechselwirkungspartnern mehr Energie als in kalter Materie. Verantwortlich hierfür sind primär Coulombstöße mit freien Elektronen im Plasma. Die in dieser Arbeit entwickelten kryogenen Targets dienen zur Untersuchung des Energieverlustes von Schwerionenstrahlen in direkt geheizten Laserplasmen, ähnlich den Experimenten, die bereits in [5] durchgeführt wurden. In dieser Arbeit kamen jedoch andere Ionenenergien und andere Ionen als Projektil zum Einsatz. Außerdem wurden andere, in dieser Arbeit entwickelte, kryogene Festkörpertargets ver-

wendet. Die GSI bietet für diese Experimente weltweit einmalige Voraussetzungen, um an einem Messplatz kombinierte Experimente mit Hochenergielasern und Schwerionenstrahlen durchzuführen.

Anlagen zur Erzeugung kryogener Targets sind von besonderem Interesse, da sie es erlauben, Materialien bei Festkörperdichte zu präparieren, die unter Normalbedingungen als Gas vorliegen, wie beispielsweise Wasserstoff und Deuterium. Darüber hinaus lässt sich das Verhalten von lasererzeugten Wasserstoff- und Deuteriumplasmen gut theoretisch beschreiben und rechnen, da sie nur ein Elektron besitzen und im Vergleich zu anderen Materialien am einfachsten vollständig zu ionisieren sind. Solche Plasmen eignen sich daher besonders, um grundlegende Wechselwirkungsmechanismen von energetischen Ionen eines Beschleunigers mit den Plasmateilchen zu untersuchen.

Kryogene Targets bilden die Grundlage für Experimente der FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) Startphase, welche Targets in HIHEX (Heavy Ion Heating and EXpansion)- und LAPLAS (Laboratory Planetary Science)-Geometrien voraussetzen [6].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden kryogene Targets in verschiedenen Geometrien entwickelt, die Targeterzeugung an einem bestehenden Messplatz realisiert und diese für Experimente mit Hochenergielasern und Schwerionenstrahlen verwendet.

Kryogene Targets, insbesondere Targets aus festem Wasserstoff und Deuterium mit einem großen Aspektverhältnis, die nur wenige Mikrometer dick sind, aber deren Ausdehnung in lateraler Richtung um ein Vielfaches größer ist, sind für eine Vielzahl weiterer Experimente von besonderem Interesse, beispielsweise der Ionenbeschleunigung mit Hochleistungslasern [7]. Für zahlreiche Anwendungen der laserinduzierten Ionenbeschleunigung ist es wichtig, nur eine Teilchensorte zu haben, was durch die Verwendung von hochreinen Gasen gewährleistet wird.

In Kapitel 2 werden die Grundlagen der Erzeugung von Plasmen mit Hochenergielasern, des Energieverlustes von Schwerionenstrahlen in Materie, der Ablenkung und Fokussierung von Elektronenstrahlen sowie der Erzeugung kryogener Targets beschrieben. Die experimentellen Aufbauten am Z6 Messplatz der GSI, die verwendeten Diagnostiken sowie die Heizlaser und der Ionenbeschleuniger UNILAC werden in Kapitel 3 beschrieben. Die Kryo-Test- und Entwicklungskammer, die Erzeugung kryogener Targets sowie die Implementierung der Kryotechnik am Z6 Messplatz werden in Kapitel 4 vorgestellt. Die Messungen mit kryogenen Targets werden in Kapitel 5 diskutiert. Kapitel 6 fasst die Arbeit abschließend zusammen und gibt einen Ausblick über die Weiterentwicklungsmöglichkeiten der in dieser Arbeit entwickelten Kryotechnik zur Targeterzeugung.

2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel beschreibt die theoretischen Grundlagen, die für diese Arbeit relevant sind. Die Grundlagen für die Experimente mit Hochenergielasern zur Erzeugung eines Plasmas aus einem Festkörpertarget werden in Abschnitt 2.1 beschrieben. Hier wird ebenfalls die Theorie der verwendeten Laserinterferometrie erläutert. Abschnitt 2.2 befasst sich mit dem Energieverlust von Ionen in Materie. Auf die Mechanismen der Ablenkung und Fokussierung von Elektronenstrahlen wird in Abschnitt 2.3 eingegangen. Die Grundlagen für die Erzeugung von kryogenen Targets werden in Abschnitt 2.4 erläutert.

2.1 Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit Materie

2.1.1 Laserplasmen

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurden gepulste Laser verwendet. Die erreichten Intensitäten liegen im Bereich von $5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ bei einer Wellenlänge von 1064 nm (nhelix) bzw. 1053 nm (Phelix). Die Pulsdauer beträgt 10 ns FWHM (Halbwertsbreite).

Laserstrahlung kann ein Plasma aus einem Festkörper erzeugen, wenn eine kritische Leistungsdichte von ca. 10^9 W/cm^2 erreicht wird. Dieser Schwellenwert hängt unter anderem von der Wellenlänge des Laserlichtes und von den Materialeigenschaften des bestrahlten Festkörpers (im Weiteren auch als Target bezeichnet) ab [8]. Durch Höhenstrahlung oder statistische Prozesse gibt es auch im Festkörper einige freie Elektronen. Zudem gibt es schwach gebundene Elektronen, die durch Verunreinigungen an der Targetoberfläche entstehen. Koppelt die elektromagnetische Welle eines Laserpulses an bereits vorhandene freie oder schwach gebundene Elektronen, welche im Feld der Welle oszillieren, werden durch inelastische Stöße weitere Atome ionisiert [9]. So steigt die Anzahl der freien Elektronen kaskadenartig an. Bei den in dieser Arbeit erreichten Plasmaparametern mit Elektronentemperaturen bis 200 eV und freien Elektronendichten im Bereich von 10^{21} cm^{-3} tragen primär Stoßabsorption (inverse Bremsstrahlung) und Resonanzabsorption zum Energietransfer des Lichtes in das Plasma bei.

Werden die freien Elektronen durch ein elektrisches Feld verschoben, erfahren sie durch die positive Raumladung der Ionen eine Rückstellkraft. In Analogie zum harmonischen Oszillator beginnen die freien Elektronen mit einer charakteristischen Frequenz zu schwingen, der Plasmafrequenz ω_p .

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.1)$$

Hierbei ist n_e die freie Elektronendichte, e die Elementarladung, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und m_e die Elektronenmasse.

Licht mit einer kleineren Frequenz als ω_p führt dazu, dass die freien Elektronen dem elektrischen Feld des Lichtes folgen. Das Plasma ist demnach für das Licht nicht durchlässig. Licht mit einer höheren Frequenz als ω_p kann in das Plasma eindringen.

Die freie Elektronendichte, bei welcher Licht einer definierten Wellenlänge gerade nicht mehr in das Plasma eindringen kann, wird als kritische Dichte $n_{e,C}$ bezeichnet. Für eine Wellenlänge von 1064 nm beträgt die kritische Dichte $1,021 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

$$n_{e,C} = \frac{\epsilon_0 m_e c^2}{e^2} \frac{1}{\lambda^2} \quad (2.2)$$

Wenn Licht mit einer Frequenz ω_L in ein Plasma eindringt, ist die Dispersionsrelation gegeben als:

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + k_L^2 c^2 \quad (2.3)$$

Diese Dispersionsrelation beschreibt eine elektromagnetische Welle. Hierbei steht k_L für die Wellenzahl und c für die Lichtgeschwindigkeit.

Ein lasererzeugtes Plasma lässt sich in drei charakteristische Bereiche einteilen, diese werden in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt [10].

- Der dünne, heiße Bereich auf der Seite des Heizlasers wird Korona genannt. Die Dichte ist noch unterhalb der kritischen Dichte und so der Laserstrahlung direkt zugänglich. Die kritische Oberfläche trennt den Bereich der Korona von der Diffusionszone. An dieser Fläche ist die freie Elektronendichte so hoch, dass das Laserlicht nicht mehr in das Plasma eindringen kann. Es wird an der kritische Oberfläche reflektiert. Der Laser kann nur in dem Bereich bis zur kritischen Oberfläche Energie deponieren. Die Korona des Plasmas ist am höchsten ionisiert. Das Laserlicht wird in der Korona primär durch inverse Bremsstrahlung absorbiert.

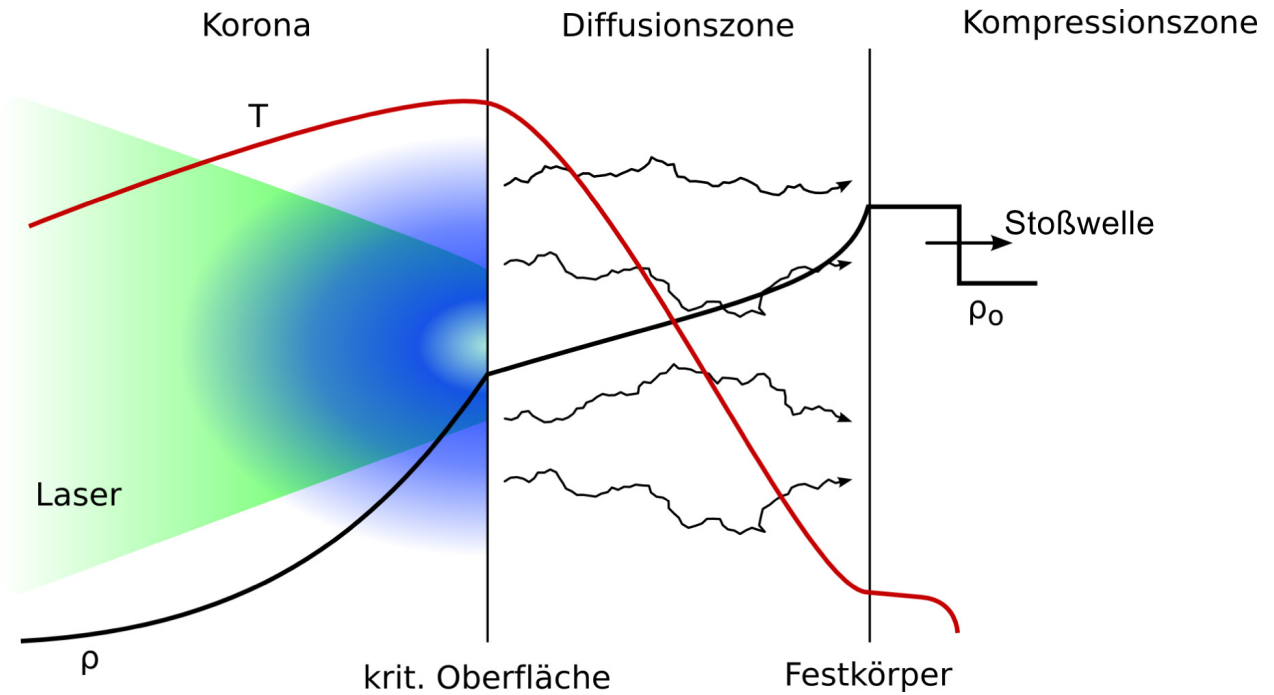


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der drei charakteristischen Bereiche eines durch Laser erzeugten Plasmas [11]

- In die Diffusionszone kann das Laserlicht aufgrund der zu großen freien Elektronendichte, die oberhalb der kritischen Dichte liegt, nicht eindringen. Der Energietransport erfolgt hier durch Diffusionsprozesse der Elektronen und Strahlungstransport. Im Fall eines LTE (Local Thermal Equilibrium = lokales thermisches Gleichgewicht) expandiert von der Oberfläche des Festkörpers eine dünne Plasmaschicht mit der Schallgeschwindigkeit c_s in den Raum:

$$c_s = \sqrt{\frac{Z k_B T_e}{M_i}} \quad (2.4)$$

Hierbei ist Z der Ionisierungsgrad der Plasmaionen, k_B die Boltzmann-Konstante, T_e die Elektronentemperatur und M_i die Masse der Ionen.

- Die Ablation an der Festkörperoberfläche erzeugt eine Stoßwelle, die in den Festkörper läuft. Dieser Bereich wird daher als Kompressionszone bezeichnet.

Ein Plasma besteht aus geladenen Teilchen (Elektronen, Ionen). Dennoch ist ein Plasma über Bereiche, die eine große Anzahl Teilchen enthalten, neutral. Dieser Effekt der Selbstabschirmung wird als Quasineutralität bezeichnet. Die charakteristische Größenordnung der Abschirmung wird durch die Debyelänge λ_D gegeben.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{n_e e^2}} \quad (2.5)$$

Die Energiedeposition aus dem Laser findet in der Korona statt. Welche Prozesse der Energiedeposition dominant sind, hängt unter anderem von der Leistungsdichte des Lasers ab. Hier werden die Prozesse für Leistungsdichten im Bereich von 10^{11} W/cm^2 erläutert.

Die Aussendung eines Photons durch die Änderung der Geschwindigkeit eines geladenen Teilchens wird als Bremsstrahlung bezeichnet. Der Umkehrprozess, d.h. die Absorption eines Photons bei Änderung der Geschwindigkeit eines geladenen Teilchens wird als inverse Bremsstrahlung bezeichnet.

Die Elektronen und Ionen im Laserplasma führen Stöße aus. Für die Stoßfrequenz ν_{ei} gilt [12]:

$$\nu_{ei} = \frac{4\sqrt{2}\pi Z^2 e^4 n_i \ln(\lambda_D/b_{min})}{3\sqrt{m_e}(k_b T_e)^{3/2}} \quad (2.6)$$

Hierbei ist n_i die Dichte der Ionen. $b_{min} = Ze^2/k_b T_e$ ist der minimale Abstand von zwei stoßenden Teilchen im Modell der Rutherfordstreuung.

Betrachtet man die Bewegungsgleichung eines Elektrons und die Maxwellgleichungen im Plasma, ergibt sich die Dämpfungsrate κ eines Lasers im Plasma:

$$\kappa = \frac{\nu_{ei}}{c} \left(\frac{n_e}{n_{e,C}} \right) \left(1 - \frac{n_e}{n_{e,C}} \right)^{-1/2} \propto \frac{Z n_e^2}{T_e^{3/2}} \left(1 - \frac{n_e}{n_{e,C}} \right)^{-1/2} \quad (2.7)$$

Mit steigender Elektronendichte steigt die Dämpfung an und hat nahe der kritischen Dichte ihr Maximum.

Wenn das Licht des Lasers unter einem Winkel zum Gradient der freien Elektronendichte auf das Plasma trifft, wird es durch die Änderung des Brechungsindex, welcher von der Änderung der freien Elektronendichte verursacht wird, gebrochen. An der kritischen Oberfläche wird das Licht reflektiert. In Abhängigkeit von der Polarisierung des einfallenden Laserlichtes können zwei Fälle unterschieden werden:

- s-Polarisation:

Hierbei steht der elektrische Feldvektor des Laserlichtes senkrecht zu der Ebene, die durch den Normalenvektor der kritischen Oberfläche und dem Einfallsvektor aufgespannt wird. In diesem Fall gibt es keine Komponente in Richtung des dichteren Plasmas.

- p-Polarisation:

In diesem Fall befindet sich das elektrische Feld in der Ebene aus dem Normalenvektor der kritischen Oberfläche und dem Einfallsvektor. Es hat demnach eine Komponente in Richtung des Elektronendichtegradienten.

Das exponentiell abfallende elektrische Feld reicht im Falle der p-Polarisation über den Umkehrpunkt des Laserlichtes hinaus bis zur kritischen Dichte in das Plasma. Durch Übereinstimmung von Laserfrequenz und Plasmafrequenz kommt es zur Resonanz, wodurch eine Elektronenwelle vom elektrischen Feld angetrieben wird. Die Welle wird durch Landaudämpfung und Stöße gedämpft. Durch diesen als Resonanzabsorption bekannten Prozess wird Laserenergie auf das Plasma übertragen [12, 13].

2.1.2 Interferometrie

Zur Messung der freien Elektronendichte im Plasma wird ein Wollaston Interferometer eingesetzt [14]. Dieses ermöglicht es, unterhalb der kritischen Dichte den Brechungsindex des Plasmas zu bestimmen. Hierfür wird ein Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 355 nm benutzt. Das Interferometer hat den Vorteil, dass das Licht, welches durch das Plasma läuft, den gleichen Weg nimmt wie das Licht, das nicht durch das Plasma läuft. Es werden die gleichen optischen Komponenten durchlaufen. Der durch das Plasma laufende Teil des Lichtes hat durch den veränderten Brechungsindex des Plasmas eine Phasenfrontverzerrung erfahren. Dies führt zu einer Änderung des Interferenzmusters am Detektor, aus der sich unter der Annahme zylindersymmetrischer Bedingungen der Brechungsindex berechnen lässt.

Die elektromagnetische Strahlung des Interferometrielasers erzeugt im Plasma ein elektrisches Feld, in welchem die freien Elektronen schwingen. Diese emittieren wieder Strahlung, welche sich mit der eingestrahnten Interferometrielaserstrahlung überlagert. Es resultiert eine Welle, die sich mit veränderter Phasengeschwindigkeit im Plasma ausbreitet. Mit der Dispersionsrelation (siehe Gleichung 2.3) ergibt sich für den Brechungsindex N im Plasma [15]:

$$N = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}} \quad (2.8)$$

Hierbei ist ω_p die Plasmafrequenz (siehe Gleichung 2.1) und ω_L die Frequenz des Interferometrielasers. Der Brechungsindex N kann auch als Funktion der freien Elektronendichte n_e und der kritischen Dichte $n_{e,C}$ geschrieben werden.

$$N = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{e,C}}} \quad (2.9)$$

Für die Wellenlänge des Interferometrielaserlichtes (355 nm) beträgt die kritische Dichte $n_{e,C} = 8,8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ [9]. Der Aufbau des Interferometers wird in Abschnitt 3.3 beschrieben. Die zentrale Komponente des Interferometers ist ein Wollaston Prisma, das aus zwei doppelbrechenden, keilförmigen Kristallen besteht, die zu einer planparallelen Platte zusammengesetzt sind. Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Strahlen unterschiedlicher Polarisationsrichtung sind in einem doppelbrechenden Kristall von der Ausbreitungsrichtung relativ zur optischen Achse des Kristalls abhängig. Die optischen Achsen der Kristalle des Prismas sind parallel zur Eingangsfläche und senkrecht zueinander. Trifft ein linear polarisierter Strahl auf das Plasma, so lässt er sich in zwei Anteile zerlegen, wobei einer im ersten keilförmigen Kristall der ordentliche Strahl ist und im zweiten Kristall der außerordentliche Strahl. Bei dem anderen Anteil ist es genau umgekehrt. Aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von ordentlichem und außerordentlichem Strahl sind die Brechungsindizes der beiden Strahlen im Kristall unterschiedlich. An den Grenzflächen ist der Brechungsindexunterschied demnach nicht gleich. Dies führt zu einer Winkelaufspaltung der beiden Strahlen. Beide Strahlen sind senkrecht zueinander polarisiert und können kein Interferenzbild erzeugen. Durch einen Polarisator werden die beiden Strahlen zur Interferenz gebracht.

Zur Aufnahme des Interferenzmusters wird eine Kamera verwendet, welche eine Belichtungszeit hat, mit der die Dynamik des Plasmas nicht aufgelöst werden kann. Durch die Pulslänge des Interferometrielasers, welche 500 ps FWHM beträgt, wird eine kurze Belichtung erreicht.

Ohne ein Plasma besteht das Interferenzbild aus einer Folge von hellen und dunklen Streifen (siehe Abbildung 3.4). Durch ein räumlich inhomogenes Plasma kommt es zu einer Phasenverschiebung, die eine Krümmung der Streifen hervorruft (siehe Abbildung 5.3).

Ein Lichtstrahl S , der durch eine Elektronendichteverteilung propagiert, hat eine geänderte Phase gegenüber der eines ungestörten Lichtstrahles. Der Phasenunterschied resultiert aus einer Änderung des Brechungsindex N (siehe Gleichung 2.9). Durch Integration entlang des Lichtweges folgt für die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$:

$$\Delta\Phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_L} \int_{z_i}^{z_f} (1 - N(x, y, z)) dz \quad (2.10)$$

Hierbei ist λ_L die Wellenlänge des Lichtes, z_i der Eindringort des Lichtes in das Plasma, z_f der Austrittsort des Lichtes aus dem Plasma und $N(x, y, z)$ der ortsabhängige Brechungsindex. Der Phasenunterschied wird hierbei durch den ortsabhängigen Brechungsindex verursacht. Ablenkungen werden vernachlässigt.

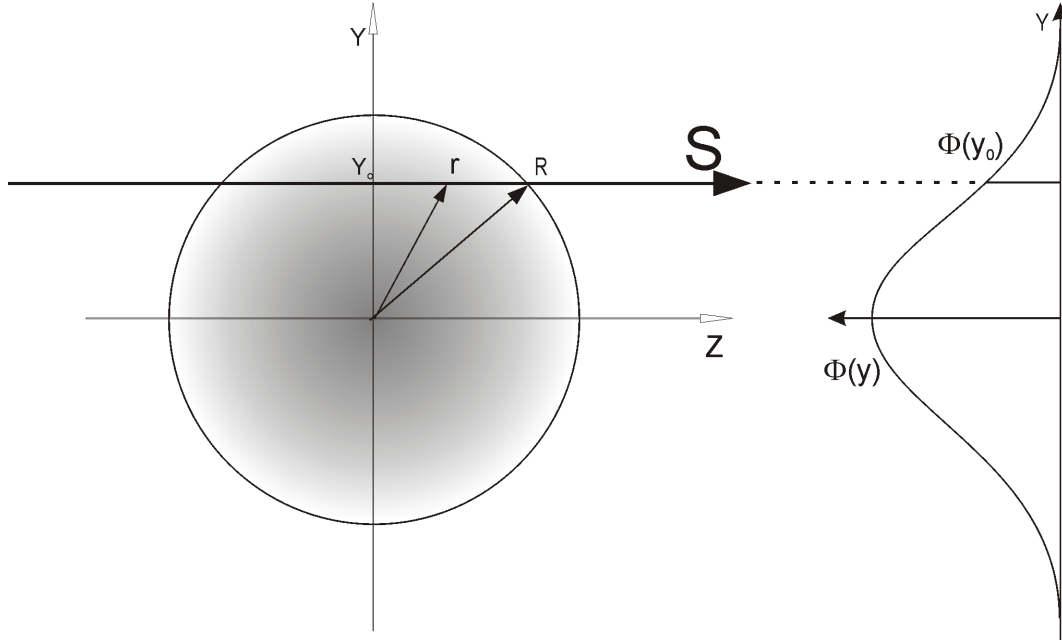


Abbildung 2.2: Schema zu den geometrischen Überlegungen für die Abel-Inversion [14]

Mit $z = \sqrt{r^2 - y^2}$ und $dz = r(r^2 - y^2)^{-\frac{1}{2}} dr$ folgt aus Gleichung 2.10:

$$\Delta\Phi(x, y) = \frac{4\pi}{\lambda_L} \int_{Y_0}^R \frac{r(1 - N(x, r))}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr \quad (2.11)$$

Hierbei ist Y_0 der Abstand zur Z-Achse und R der Radius des ortsabhängigen Brechungsindex (siehe Abbildung 2.2).

Gleichung 2.11 ist die Abeltransformierte folgender Gleichung:

$$\Delta N(x, r) = 1 - N(x, r) \quad (2.12)$$

Gleichung 2.11 lässt sich genau dann invertieren, wenn die Elektronendichteverteilung eine Zylindersymmetrie um eine senkrecht zum Target liegende Achse aufweist. Nach [16] und [17] ergibt sich für die abelinvertierte Funktion:

$$\Delta N(x, r) = \frac{\lambda_L}{2\pi^2} \int_r^R \frac{\partial}{\partial y} \Delta \Phi(x, y) \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (2.13)$$

Mit Hilfe von 2.9 ergibt sich:

$$n_e(x, r) = n_{e,C} \left\{ 1 - \left(\frac{\lambda_L}{2\pi^2} \int_r^R \frac{\partial}{\partial y} \Delta \Phi(x, y) \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \right)^2 \right\} \quad (2.14)$$

Die durch die freie Elektronendichte erzeugte Phasenverschiebung, welche sich experimentell bestimmen lässt, geht in diese Gleichung mit ein.

2.2 Ionenstrahl-Materie-Wechselwirkung

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen zum Energieverlust von Ionen in Materie beschrieben. Für die bei den Experimenten dieser Arbeit verwendeten Argonionen mit einer kinetischen Energie von 4 AMeV sind die Anregung von Targetelektronen und die Ionisierung des Targets die dominanten Prozesse für den Energieverlust. Andere Prozesse wie Elektroneneinfang des Projektils, Stöße mit Atomkernen sowie elektromagnetische Strahlung können daher vernachlässigt werden. Eine Einführung in die Prozesse des Energieverlustes ist in [10, 18] zu finden.

Die Projektile übertragen durch Coulombstöße Impuls und Energie auf Teilchen im Target. Die Impulsänderung $\Delta\vec{p}$ und die Energieänderung ΔE werden durch ein binäres Modell beschrieben. Man betrachtet hier ein vollionisiertes Projektil der Kernladung Z_p , das sich mit der Geschwindigkeit v_p bewegt und mit einem ruhenden Elektron stößt. Für die Impulsänderung ergibt sich so:

$$\Delta\vec{p} = e \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(t) dt = Z_p e^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\vec{r}(t)}{r^3(t)} dt = 2 \frac{Z_p e^2}{b v_p} \vec{e}_b \quad (2.15)$$

Für die Energieänderung ergibt sich:

$$\Delta E = \frac{(\Delta\vec{p})^2}{2m_e} = \frac{2Z_p^2 e^4}{m_e v_p^2} \frac{1}{b^2} \quad (2.16)$$

Hierbei ist e die Elementarladung, m_e die Elektronenmasse, $\vec{E}(t)$ das elektrische Feld, $\vec{r}(t)$ der Abstandsvektor, b der Stoßparameter und \vec{e}_b die Richtung des Impulsübertrages.

Durch Summation aller möglichen Stoßparameter gelangt man zum differentiellen Energieverlust $-\frac{dE}{dx}$. In einem Intervall $[b; b + db]$ entlang der Flugstrecke dx wechselwirkt das Ion mit $2\pi b db dx Z_t n_t$ Targetelektronen. Hierbei steht n_t für die Teilchenzahldichte der Targetatome und Z_t für die Kernladungszahl im Target. Aus 2.15 und 2.16 folgt:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_p^2 Z_t e^4}{m_e v_p^2} n_t \int_0^{+\infty} \frac{db}{b} \quad (2.17)$$

Da das Integral an der oberen und unteren Grenze divergiert, ist es notwendig einen minimalen und einen maximalen Stoßparameter b_{min} und b_{max} zu wählen. So ergibt sich:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_p^2 Z_t e^4}{m_e v_p^2} n_t \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (2.18)$$

Der $\ln \frac{b_{max}}{b_{min}}$ wird auch als Coulomb-Logarithmus bezeichnet. Die Annahmen, um b_{max} und b_{min} abzuschätzen, werden im Folgenden beschrieben.

Die höchste Energie wird beim zentralen Stoß übertragen. Aus der klassischen Streutheorie ergibt sich nach [19], dass der maximale Energieübertrag $2m_e v_p^2$ beträgt. Hieraus folgt:

$$b_{min} = \frac{Z_p e^2}{m_e v_p^2} \quad (2.19)$$

Der Energieübertrag für b_{max} lässt sich durch das mittlere Ionisationspotential des Targets abschätzen [19]. Es muss gelten $\bar{I} > \frac{2Z_p e^2}{b}$. Das mittlere Ionisationspotential ist eine Mittelung über alle möglichen Energieüberträge, gewichtet mit ihrer Übergangswahrscheinlichkeit. Hieraus folgt:

$$b_{max} = \frac{2Z_p e^2}{\bar{I}} \quad (2.20)$$

Es ergibt sich der Coulomb-Logarithmus in der Bethe-Form [20]:

$$\ln \frac{b_{max}}{b_{min}} = \ln \frac{2m_e v_p^2}{\bar{I}} \quad (2.21)$$

Die hier angestellten Überlegungen beziehen sich auf kalte Materie ohne freie Ladungsträger. Für ein Plasma können jedoch die freien Elektronen nicht vernachlässigt werden. Die Betheformel wird daher in einen Anteil gebundener Elektronen und einen Anteil freier Elektronen zerlegt. Nach [19] lässt sich b_{min} durch die Unschärferelation abschätzen:

$$b_{min} = \frac{\hbar}{2m_e v_p} \quad (2.22)$$

Wenn die Wechselwirkungszeit $\tau = \frac{b}{v_p}$ größer ist als die Schwingungsdauer $\frac{1}{\omega_p}$ der freien Elektronen, wird keine Energie übertragen. Hieraus ergibt sich:

$$b_{max} = \frac{v_p}{\omega_p} \quad (2.23)$$

Es ergibt sich aus diesen Überlegungen der differentielle Energieverlust im Plasma:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{16\pi a_0^2 E_H^2 Z_p^2}{m_e v_p^2} \left[\underbrace{\sum_{Z=0}^{Z_K} (Z_K - Z) n_Z \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{\bar{I}_Z} \right)}_{\text{Beitrag gebundener Elektronen}} + \underbrace{n_e \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{\hbar \omega_p} \right)}_{\text{Beitrag freier Elektronen}} \right] \quad (2.24)$$

Hierbei ist a_0 der Bohr'sche Radius, E_H die Rydberg-Energie, Z_K die Kernladungszahl, n_z die Dichte der Z -fach geladenen Ionen mit Kernladungszahl Z_K und n_e die freie Elektronendichte. \bar{I}_Z entspricht dem mittleren Ionisationspotential der Targetionen, welches das mittlere Ionisationspotential \bar{I} ersetzt. Mittels logarithmischer Interpolation zwischen I und dem Wert für wasserstoffähnliche Ionen lässt sich nach [21] $\bar{I}_{Z_K-1} = Z_K^2 \bar{I}_H$ berechnen. Demnach ergibt sich:

$$\ln \bar{I}_Z = \ln \bar{I} + \frac{Z}{Z_K - 1} \ln \frac{Z_K^2 \bar{I}_H}{\bar{I}} \quad (2.25)$$

Die Formel 2.24 liefert eine gute Beschreibung des Energieverlustes für vollständig ionisierte Projektile. Sie ermöglicht die Berechnung des Energieverlustes für leichte bis mittelschwere Ionen mit Energien größer als 10 AMeV. Für kleinere Energien gewinnt der Effekt der Abschirmung der Projektilladung durch gebundene Projektilelektronen an Bedeutung. Eine mögliche Beschreibung kann durch eine effektive Ladung Z_{eff} [22] gegeben werden. Die effektive Ladung kann definiert werden als [23]:

$$Z_{eff} = \gamma Z_p \quad (2.26)$$

In die Proportionalitätskonstante γ geht das Verhältnis des differentiellen Energieverlustes des Schwerions mit dem von Protonen in dem Targetmaterial mit der Ordnungszahl Z_T ein.

$$\gamma^2 = \frac{S(Z_P, Z_T, \nu_p)}{Z_P^2 S(1, Z_T, \nu_p)} \quad (2.27)$$

Der Energieverlust ist erheblich von der Projektilladung abhängig. Das Projektil kann Elektronen aus dem Target einfangen oder ionisiert werden. Informationen zu den einzelnen Umladungsprozessen finden sich beispielsweise in [10]. Nach einer gewissen Flugstrecke im Target stellt sich ein Gleichgewichtsladungszustand ein. Ionisations- und Einfangprozesse sind hier im Gleichgewicht. In dem Bereich, in dem freie Elektronen vorliegen, dominieren die Ionisationsprozesse die Einfangprozesse. Die Projektilladung steigt an, was zu einem erhöhten Energieverlust im Plasma führt.

Ist das Projektil nicht vollständig ionisiert, wird die Ladung des Kerns durch die verbleibenden Elektronen teilweise abgeschirmt. Der Coulomb-Logarithmus in Betheform (Gleichung 2.21) liefert keine korrekte Beschreibung mehr. Weitere Korrekturen des Coulomb-Logarithmus sind unter anderem die Bloch-Korrektur [24] und die Barkas-Andersen-Korrektur [25, 26]. Für eine genauere Beschreibung ist der Ladungszustand in Abhängigkeit des Stoßparameters zu beschreiben. Die häufig verwendete effektive Ladung Z_{eff} kann nicht auf die Projektilladung zurückgeführt werden und ist somit lediglich ein Fitparameter. Für eine genauere Beschreibung ist die Entwicklung der Ladungszustände im Target zu berücksichtigen, was detaillierte Informationen über die Umladungsprozesse voraussetzt. Hierfür können Monte-Carlo-Methoden unter Benutzung von ETACHA [27] verwendet werden, welche auch auf Plasmen erweitert wurden [10]. Für eine genauere Beschreibung und feinere Korrekturen sei auf die Referenzen [10, 18, 28, 29] verwiesen.

2.3 Ablenkung und Fokussierung von Elektronenstrahlen

Zur Dickenmessung von kryogenen Targets wurden Elektronenstrahlen eingesetzt. Für den Transport und die Fokussierung des Strahles innerhalb des Raumes zwischen Quelle und Target wurden statische elektrische und magnetische Felder verwendet. Auf die Elektronen wirkt die Lorentzkraft \vec{F}_L :

$$\vec{F}_L = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.28)$$

Hierbei ist e die Elementarladung, \vec{E} die elektrische Feldstärke, \vec{B} die magnetische Flussdichte und \vec{v} die Geschwindigkeit der Elektronen. Diese einfache Formel zeigt, dass bei kleinen Geschwindigkeiten elektrostatische Felder besser zur Ablenkung geeignet sind, bei großen Geschwindigkeiten jedoch magnetische Felder.

Die verwendeten Elektronenstrahlen mit einer Energie von maximal 15 keV lassen sich sowohl durch elektrische als auch durch magnetische Felder gut steuern. Zwei Dipolmagnete, die orthogonal zueinander und orthogonal zur Strahlrichtung angeordnet sind, bilden eine Steering-Einheit (Ablenkeinheit), mit welcher sich die Elektronen in jede Richtung auf einer Ebene senkrecht zum Elektronenstrahl ablenken lassen.

Für die Fokussierung wurde eine elektrostatische Linse verwendet. Diese hat gegenüber Quadrupolmagneten den Vorteil, dass sie einfacher zu steuern ist. Um mit Quadrupolmagneten eine Fokussierung des Strahles zu erreichen, müssen mindestens zwei Quadrupolmagnete eingesetzt werden, da ein Quadrupolmagnet nur in einer Ebene fokussiert, in der anderen jedoch defokussiert. Es sind für eine Fokussiereinheit mit Elektromagneten mindestens 8 Magnete möglichst unabhängig voneinander zu steuern.

Eine elektrostatische Linse benötigt lediglich eine Hochspannung, welche es zu steuern gilt. Die Fokussierspannung für maximale Fokussierung beträgt bei der verwendeten Linse und dem verwendeten Aufbau ca. 2/3 der Beschleunigungsspannung der Elektronen. Der Nachteil dieser Art der Fokussierung ist, dass mit Hochspannung gearbeitet werden muss. Bei einer Beschleunigungsspannung von maximal 15 kV hält sich der Mehraufwand durch die Hochspannung in Grenzen.

Abbildung 2.3 zeigt schematisch eine solche elektrostatische Linse [30]. Sie besteht aus drei Rohrelektroden (Polschuhen). Auf der mittleren Elektrode wird die Fokussierspannung U_F angelegt. Die beiden anderen Elektroden liegen auf dem Potential U_0 , wobei U_0 in dieser Betrachtung das Erdpotential ist.

Wie in der Abbildung 2.3 zu sehen ist, haben die Äquipotentialflächen die Geometrie zweier Linsen. Die Elektronen werden durch das elektrische Feld zwischen den Polschuhen abgelenkt

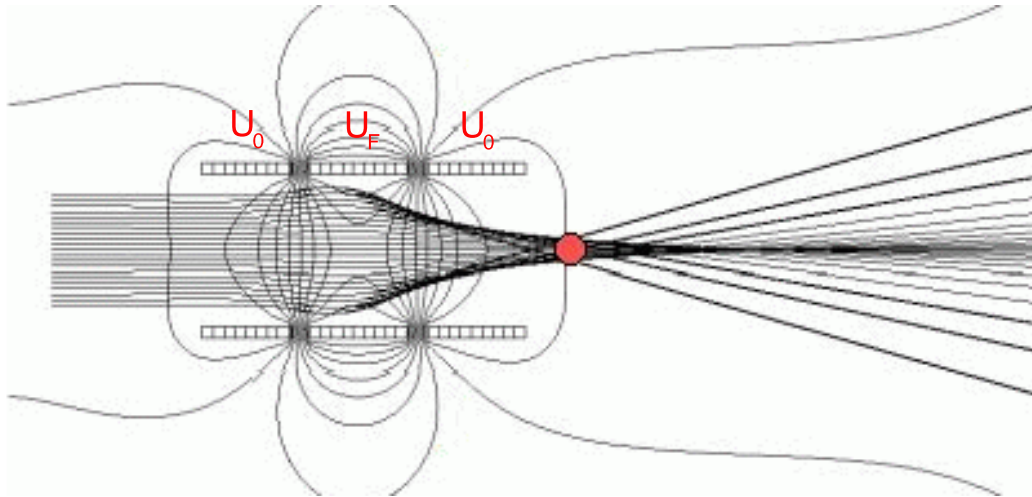


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau einer elektrostatischen Linse. Gezeigt sind die Trajektorien der Elektronen und Äquipotentialflächen des elektrischen Feldes in der Linse [30]

und in einem Brennpunkt fokussiert. Die Brennweite wird von der Fokussierspannung U_F bestimmt. Je größer die Fokussierspannungen, um so geringer ist die Brennweite der Linse. Die Linse fokussiert sowohl für positive als auch für negative Fokussierspannungen.

Eine vertiefende Beschreibung elektrostatischer Linsen und zur Elektronenoptik findet sich in [31].

2.4 Erzeugung kryogener Targets

2.4.1 Phasenübergänge

Alle in dieser Arbeit verwendeten Stoffe zur Targeterzeugung liegen bei Normalbedingungen (Temperatur $T = 273,15\text{ K}$; Druck $p = 101325\text{ Pa}$) gasförmig vor. Daher werden sie im Weiteren auch als Targetgas bezeichnet. Die Targets sollen als Festkörper präpariert werden, um größere Teilchendichten zu erreichen. In diesem Abschnitt wird ein Überblick über Phasenübergänge gegeben [32].

Als Phase wird Materie mit homogener chemischer Zusammensetzung und homogenem physikalischem Zustand bezeichnet. Materie liegt in fester, flüssiger und gasförmiger Phase vor (der Plasmazustand wird hier nicht betrachtet). Für einen Stoff können auch unterschiedliche feste Phasen existieren. Als Phasenübergang wird die spontane Umwandlung einer Phase in eine andere Phase bezeichnet. Dies geschieht bei vorgegebenem Druck bei einer charakteristischen Temperatur.

Für einen reinen Stoff ist das chemische Potential μ definiert als:

$$\mu = \left(\frac{\partial G}{\partial n} \right)_{p,T} \quad (2.29)$$

Hierbei ist G die freie Enthalpie, n die Stoffmenge, p der Druck und T die Temperatur. Für eine detaillierte Beschreibung und Herleitung sei auf Referenz [32] verwiesen.

Ein Stoff mit hohem chemischen Potential strebt spontan einen Zustand mit niedrigerem chemischen Potential an. Dies resultiert in einen Phasenübergang. Die Bereiche, in denen die einzelnen Phasen stabil sind, lassen sich graphisch als Funktion der Temperatur und des Druckes darstellen. Diese Darstellung wird als Phasendiagramm bezeichnet. Abbildung 2.4 zeigt ein verallgemeinertes Phasendiagramm.

Trennungslinien der Phasen werden als Phasengrenzlinien bezeichnet. Entlang der Phasengrenzlinien sind die beiden angrenzenden Phasen gleichberechtigt, was bedeutet, dass ihre chemischen Potentiale gleich sind. Die Phasengrenzlinie fest/flüssig wird als Schmelzkurve bezeichnet, die Grenze flüssig/gasförmig als Verdampfungskurve. Zwischen fest und gasförmig verläuft die Sublimationskurve.

Ab einer bestimmten Temperatur ist die Dichte der Flüssigphase identisch mit der Dichte der Gasphase. Diese Temperatur wird als kritische Temperatur bezeichnet, der zugehörige Druck als kritischer Druck. An dem kritischen Punkt und bei Temperaturen darüber liegt der Stoff in

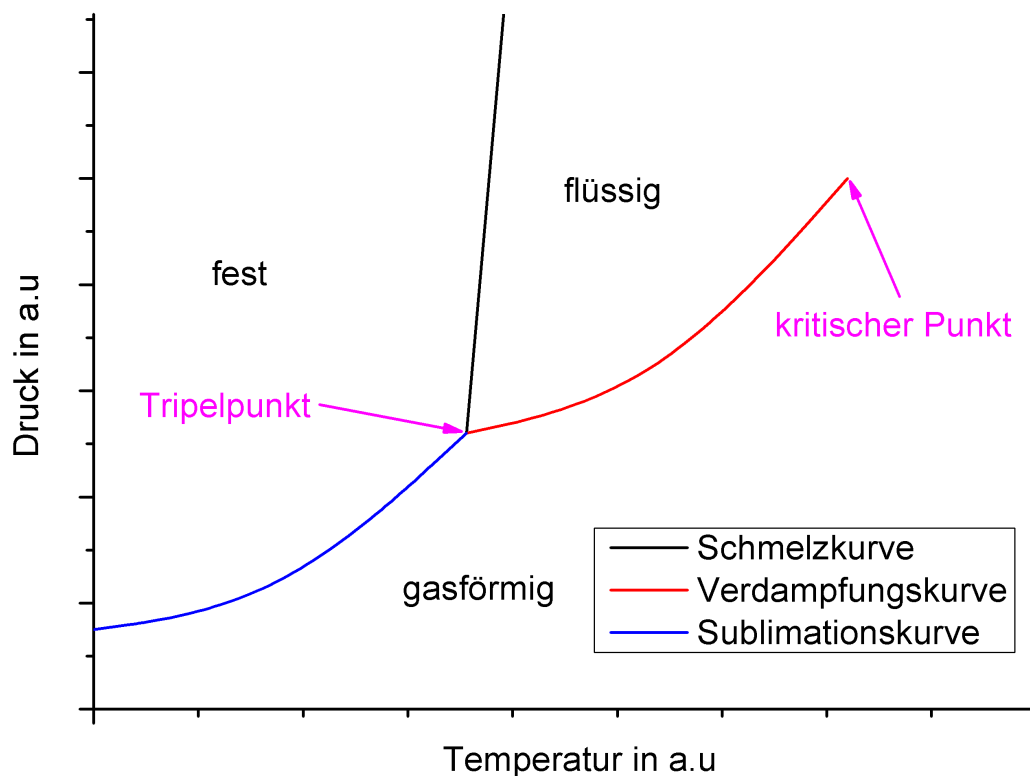


Abbildung 2.4: Verallgemeinertes Phasendiagramm; dargestellt sind die Bereiche, in denen die einzelnen Phasen stabil sind

einer einzigen homogenen Phase vor. Eine Phasengrenzlinie gibt es hier nicht mehr. Oberhalb der kritischen Temperatur gibt es keine Flüssigphase mehr.

Der Schnittpunkt der drei Phasengrenzlinien wird als Tripelpunkt bezeichnet. Hier ist das chemische Potential aller drei Phasen gleich. Wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist, ist der Druck am Tripelpunkt der kleinste Druck, an dem ein Stoff noch in der Flüssigphase existiert. Wenn die Schmelzkurve einen Verlauf wie in der Abbildung 2.4 aufweist, wie es für die meisten Stoffe der Fall ist, liegt am Tripelpunkt auch die kleinste Temperatur vor, an der ein Stoff flüssig ist.

2.4.2 Stoffdaten

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über stoffspezifische Eigenschaften gegeben. Die Daten beschränken sich auf die verwendeten Stoffe Neon, Argon, Stickstoff, Wasserstoff und Deuterium. Die Daten sind den Referenzen [33–43] entnommen. Die Edelgase Neon und Argon werden als einatomig angenommen, die Gase Stickstoff, Wasserstoff und Deuterium als zweiatomige Moleküle.

Tabelle 2.1 zeigt die Temperatur und den Druck am Tripelpunkt und am kritischen Punkt für die verwendeten Substanzen.

	T_T in K	P_T in mbar	T_C in K	P_C in bar
Neon	24,553	433,32	44,40	26,53
Argon	83,806	689,48	150,70	48,6
Stickstoff	63,2	125,3	126,2	34
Wasserstoff	13,956	72,00	33,19	13,15
Deuterium	18,73	171,50	38,35	16,65

Tabelle 2.1: Temperatur und Druck am Tripelpunkt und am kritischen Punkt

Hierbei ist T_T die Temperatur am Tripelpunkt, P_T der Druck am Tripelpunkt sowie T_C die Temperatur am kritischen Punkt und P_C der Druck am kritischen Punkt.

Weitere wichtige Stoffeigenschaften sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Die Daten dieser Tabelle gelten bei Normaldruck. Die Dichte des Gases ρ_G gilt bei Normaltemperatur.

	M in g/mol	ρ_G in kg/m ³	ρ_F in g/cm ³	T_F in K	T_B in K
Neon	20,179	0,853	1,51	24,5	27,1
Argon	39,948	1,67	1,77	83,95	87,29
Stickstoff	28,013	1,185	1,03	63,3	77,35
Wasserstoff	2,016	0,085	0,088	14,01	20,38
Deuterium	4,029	0,168	0,202	18,6	23,57

Tabelle 2.2: Wichtige Stoffeigenschaften

Hierbei ist M die molare Masse, ρ_G die Dichte des Gases, ρ_F die Dichte des Festkörpers, T_F der Gefrierpunkt und T_B der Siedepunkt.

Für die Herstellung von kryogenen Targets werden die Phasendiagramme der Targetsubstanzen benötigt. In Abbildung 2.5 ist das Phasendiagramm für Wasserstoff zu sehen. Abbildung 2.6 zeigt das Phasendiagramm für Deuterium. Diese wurden auf die für diese Arbeit relevanten Bereiche beschränkt. Die Daten zur Anfertigung der Phasendiagramme sind Referenz [34] entnommen. In dieser Referenz finden sich auch weitere Stoffdaten wie beispielsweise Dichten, Oberflächenspannungen oder Viskositäten. Stoffdaten zu Edelgasen sind in Referenz [33] zu finden.

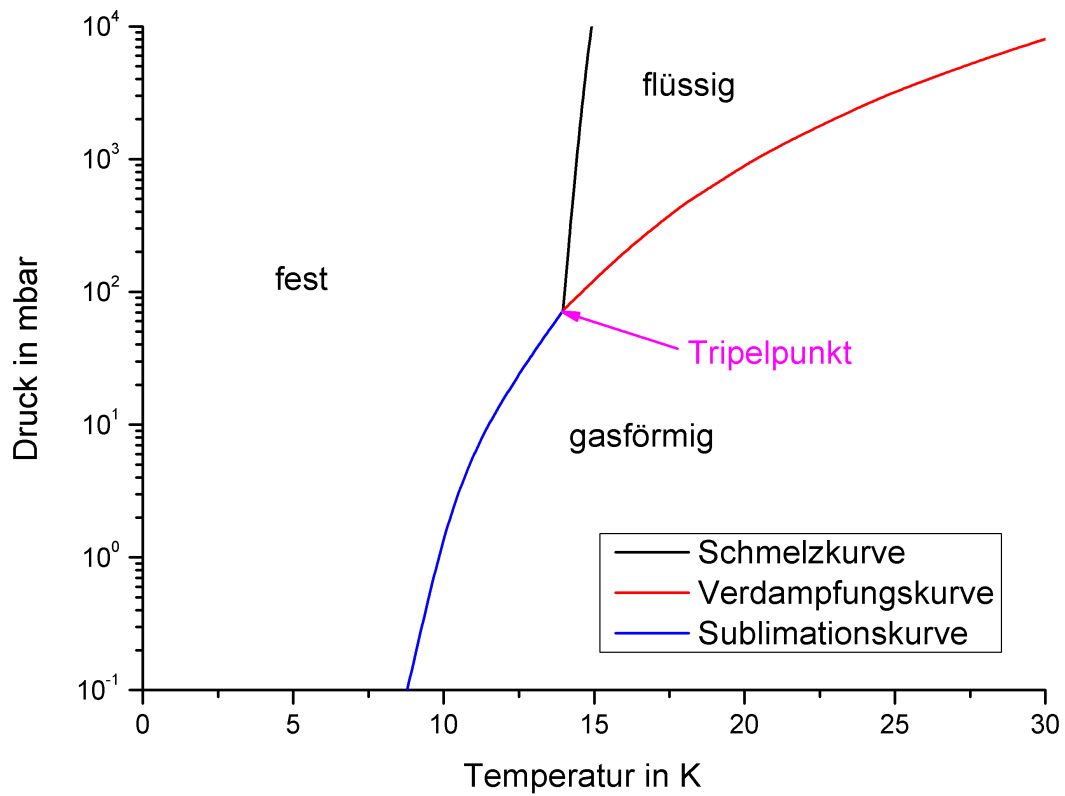


Abbildung 2.5: Phasendiagramm von Wasserstoff

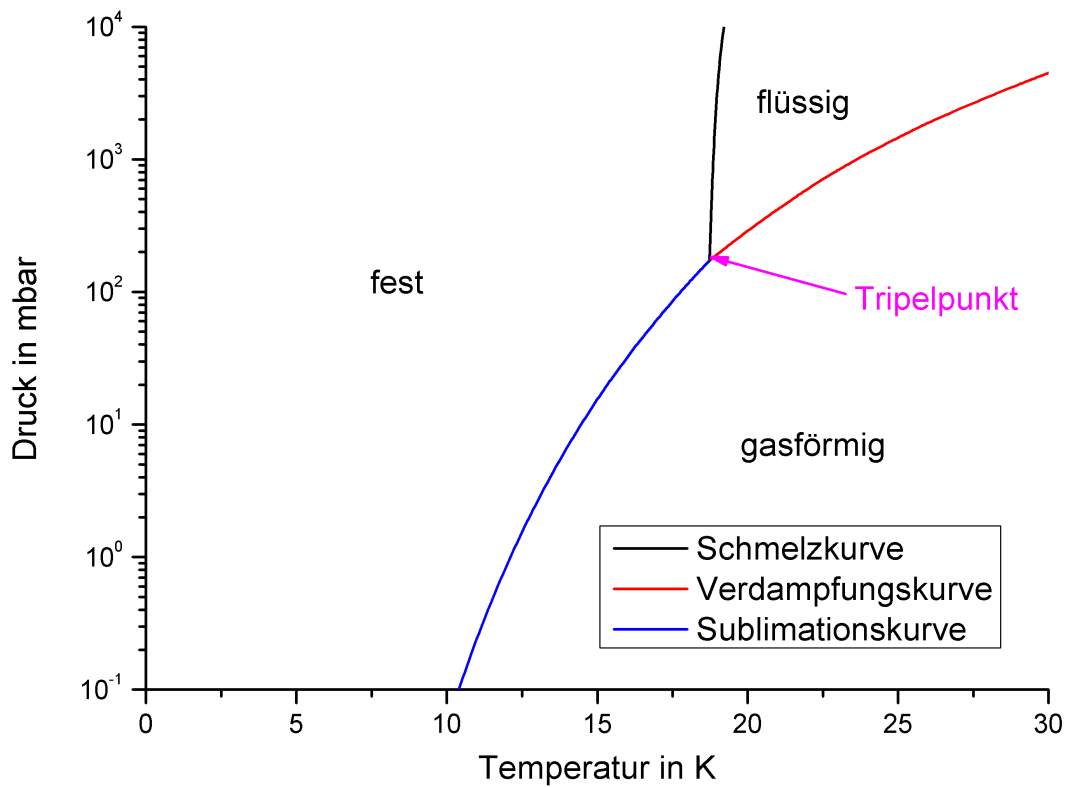


Abbildung 2.6: Phasendiagramm von Deuterium

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel werden die experimentellen Aufbauten am Z6 Messplatz der GSI vorgestellt. Zunächst werden in Abschnitt 3.1 und 3.2 die zur Verfügung stehenden Lasersysteme vorgestellt, die sowohl zur Plasmaerzeugung als auch für die Interferometrie eingesetzt werden. Die Abschnitte 3.3 bis 3.5 beschreiben die verwendeten Diagnostiken, die benutzt wurden, um das Plasma zu untersuchen. Abschließend wird in Abschnitt 3.6 der UNILAC beschrieben, welcher für die Flugzeitmessung (Abschnitt 3.7) verwendet wird.

3.1 Das nhelix-Lasersystem

Das nhelix-Lasersystem (Nanosekunden **H**och**E**nergie **L**aser für **S**chwer**I**onen **E**Xperimente) kann sowohl für die Erzeugung als auch für die Diagnostik heißer und dichter Plasmen genutzt werden. Es besteht aus zwei kommerziell erhältlichen Laseroszillatoren, dem Powerlite (OS1, Abb. 3.1) und dem Geola (OS2). Bei beiden handelt es sich um Nd:YAG-Oszillatoren, deren Laserübergang einer Wellenlänge von 1064 nm entspricht.

Der Oszillator 1 ist ein Powerlite 8000 Lasersystem der Firma Continuum, der aus einem Nd-YAG Resonator mit einer aktiven Güteschaltung, auch Q-Switch genannt, besteht. Der Q-Switch erlaubt es, Pulse mit einer Dauer von 15 ns und einer Energie von 180 mJ je Puls zu erzeugen. Der Puls des Powerlites durchläuft zunächst einen Faradayisolator (FI1), um den Oszillator vor rückreflektiertem Licht zu schützen. Des Weiteren legt der Faradayisolator die Polarisationsrichtung des Lichtes fest.

Um ein möglichst gleichmäßiges Heizen der Targets zu ermöglichen und um den Puls zu verkürzen, wird durch eine Pockelszelle (PZ) ein trapezförmiger Puls erzeugt. Dies führt zu einer Reduzierung der Flankenanstiegszeiten (Flankenabfallzeiten) auf 3 ns, was Pulslängen von minimal 6 ns erlaubt. Für die durchgeführten Experimente wurde eine Pulslänge von 10 ns gewählt. Um das Strahlprofil räumlich zu definieren, folgen ein Zylinderteleskop (ZT) und eine Blende.

Weitere fünf Teleskope (T1-T5) dienen zur schrittweisen Aufweitung des Strahls vor jedem der fünf Laserverstärkerstäbe (SV...mm). Dies ist notwendig, um unter den Zerstörschellen der optischen Komponenten, insbesondere der Laserverstärkerstäbe zu bleiben, ebenso um die Besetzungsinversion in Laserverstärkerstäben optimal für die Verstärkung zu nutzen. Die Teleskope (T1, T3, T4, T5) enthalten zusätzlich eine Lochblende zur Raumfrequenzfilterung. Ein weiterer Faradayisolator (FI3) dient zum Schutz der optischen Komponenten, welche zwischen OS1 und

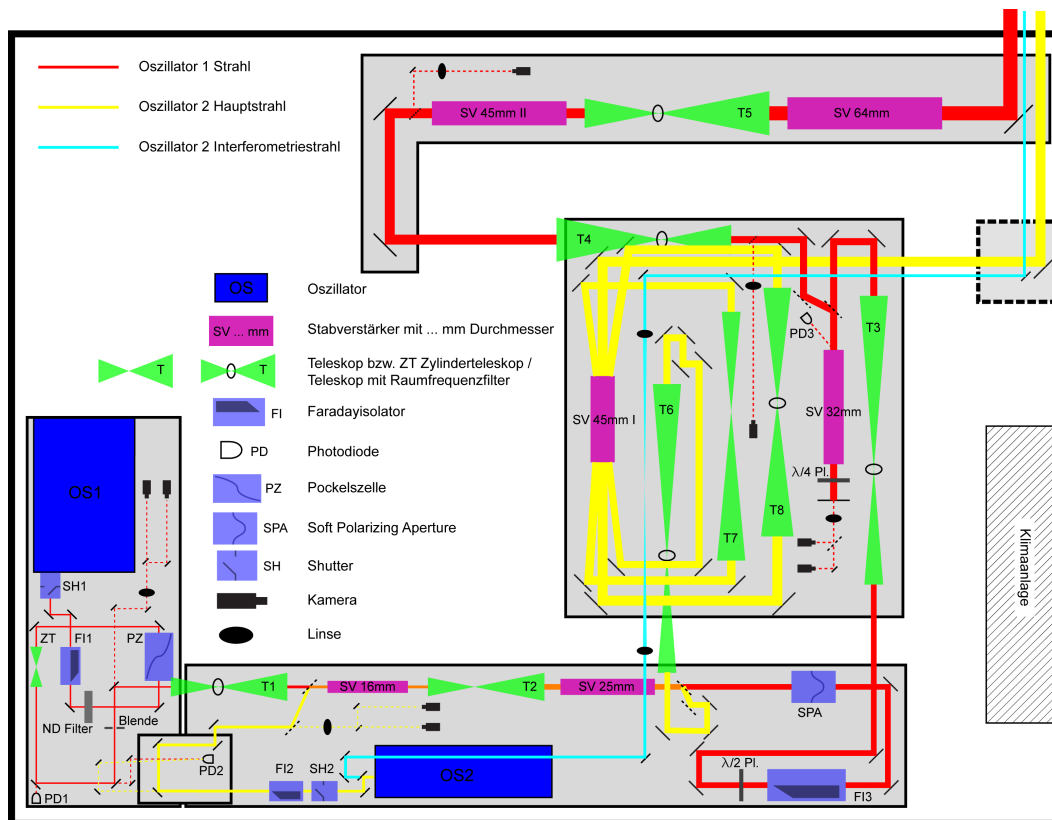


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des nhelix Lasersystems. Dargestellt sind die Strahlführungen zweier Oszillatoren mit Optiken und Diagnostiken [44]

FI3 liegen. Die Laserverstärkerstäbe werden durch Blitzlampen optisch gepumpt, die ihre Energie aus Kondensatorbänken beziehen. Als Lasermaterial wird Nd:Glas verwendet. Die maximal erreichbare Energie eines Pulses mit einer zeitlichen Länge von 15 ns beträgt 100 J.

Das verstärkte Licht wird über eine Laserbrücke in die Z6 Targetkammer transportiert und mit einer Linse fokussiert. Um einen räumlich möglichst homogenen Fokus zu erhalten, wird eine Phasenplatte (Random Phase Plate) zwischen Linse und Target platziert. Für die durchgeführten Experimente wurde eine Fokusgröße von 1 mm gewählt. Bei der verwendeten Energie von 50 J und einer Pulsdauer von 10 ns entspricht dies einer Intensität von $5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. Verwendet man einen kleinen Fokus von $50 \mu\text{m}$ ist eine Intensität von 10^{14} W/cm^2 möglich.

Bei dem Oszillator 2 handelt es sich um ein G-Mini-B100 Lasersystem der Firma Geola, das wie der Powerlite einen Nd:YAG Resonator und einen Q-Switch enthält. Als einer der Spiegel wird eine Flüssigkeitszelle verwendet, die durch stimulierte Brillouin Streuung (SBS) den Puls reflektiert und komprimiert. Es werden Pulse mit einer Energie von 100 mJ und einer zeitlichen Länge von 500 ps erzeugt. Der Strahl aus dem Geola wird in einen Hauptstrahl und einen Interferometriestrahle aufgespalten. Der Hauptstrahl kann für optische Thomsonstreuung verwendet werden. Der Interferometriestrahle wird über eine Laserbrücke an die Targetkammer transportiert und dort für Elektronendichtemessungen genutzt.

3.2 Das Phelix-Lasersystem

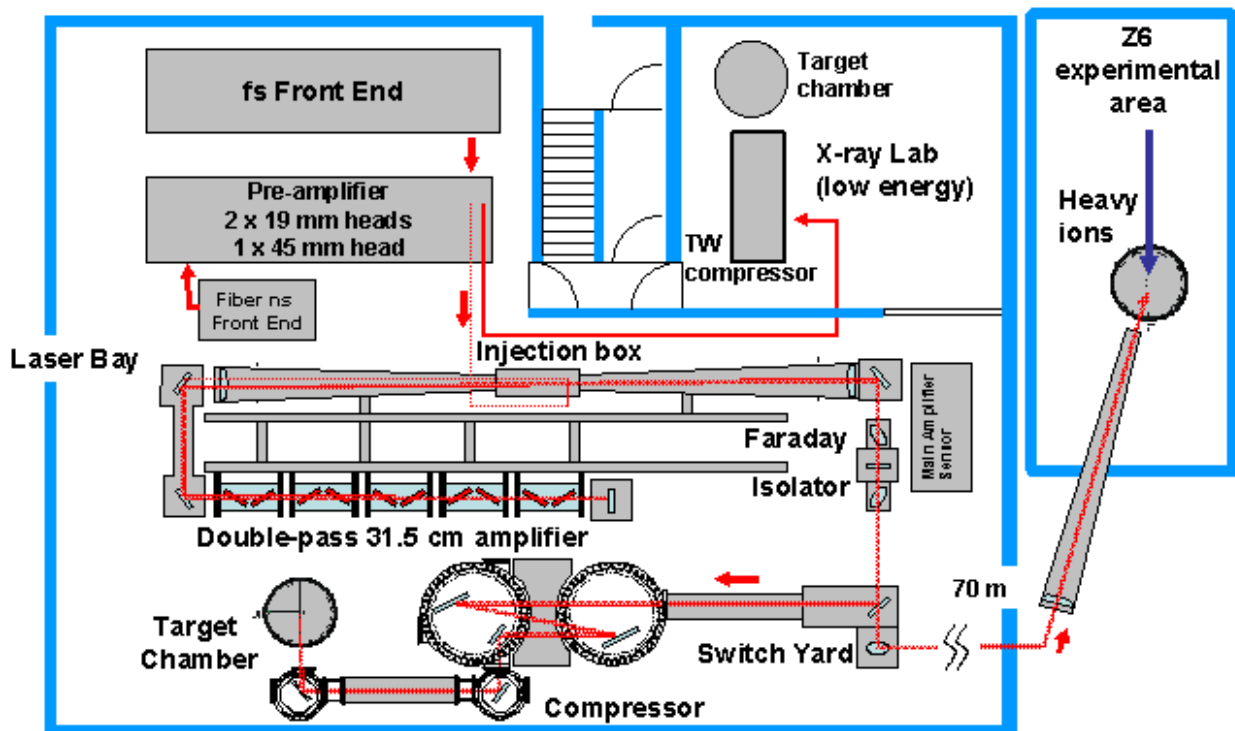


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Phelix Lasersystems [45]

Der Phelix Laser (Petawatt Hoch-Energie Laser für SchwerIonen EXperimente) kann abhängig von der Pulsdauer Laserpulse mit Energien von bis zu 1 kJ (Langpuls) und Leistungen von über 500 TW (Kurzpuls) erzeugen. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Das System besteht aus ND-Glas-Verstärkern, die mit Blitzlampen gepumpt werden. Der Laserstrahl steht an verschiedenen Messplätzen zur Verfügung, unter anderem am Z6 Messplatz der Plasmaphysikgruppe. Hierfür wird der Laserstrahl über eine Laserbrücke an den Messplatz geführt. Beim verwendeten Aufbau steht eine maximale Energie von 500J in 10 ns zur Verfügung. Eine detaillierte Beschreibung des Lasersystems findet sich unter [45].

3.3 Interferometrie

Zu plasmadiagnostischen Zwecken steht am Z6 Messplatz ein Wollaston-Interferometer zur Verfügung. Dieses erlaubt die Bestimmung der freien Elektronendichte unterhalb der kritischen Dichte, die sich aus der Wellenlänge des verwendeten Lichtes (355 nm) ergibt.

Das Laserlicht für die Interferometrie wird im Laserraum aus dem Strahl des Geolas ausgekoppelt (siehe Kapitel 3.1). Um möglichst hohe freie Elektronendichten durchdringen zu können (siehe Abschnitt 2.1.1), wird das Licht frequenzverdreifacht. Hierfür werden zwei BBO Kristalle

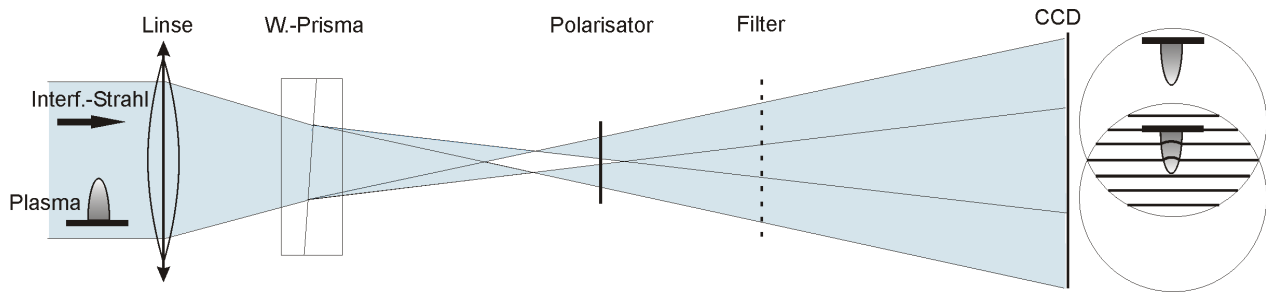


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des Wollaston-Interferometers; rechts ist das Bild auf den Kameras illustriert [14]

(Barium Borat, BaB_2O_4) verwendet. Dies ist ebenfalls sinnvoll, um das Streulicht des Heizlasers, das die gleiche Wellenlänge (1064 nm) hat wie der Geola Laser, aus den Interferometriebildern herausfiltern zu können. Hierfür müssen sich die Wellenlänge des Interferometrielichtes und des Heizlaserlichtes unterscheiden.

Der Strahl wird anschließend durch einen optischen Ring aus Spiegeln geführt. Dieser erlaubt es, aus einem Lichtpuls mehrere zu erzeugen, so dass bei einem Heizpuls mehrere Bilder aufgenommen werden können (Multiframeinterferometrie [9]). Der zeitliche Abstand zwischen den Bildern ist im Bereich von 1,5 ns bis 2,5 ns einstellbar. Jeder Lichtpuls verlässt den Ring über dieselbe Strahlführung, aber mit einer geringen Winkelabweichung.

Anschließend gelangt der Strahl in die Targetkammer. Um die horizontalen Ports für weitere Diagnostiken nicht zu verlieren, wird der Interferometriestrahls unter einem Winkel von 48° zur Horizontalen durch die Kammer geführt. Sowohl das Licht, das mit dem Target bzw. Plasma wechselwirkt, als auch das ungestörte Licht durchlaufen die Targetkammer auf demselben Weg. Die Aufspaltung erfolgt erst in den Wollaston-Kristallen.

Um Beugungseffekte am Target zu minimieren, wird das Bild jedes Pulses über ein Teleskop auf eine separate CCD-Kamera abgebildet. Die räumliche Trennung der Strahlen aus dem optischen Ring geschieht über Mikrospiegel im Fokus des Teleskopes.

Im doppelbrechenden Wollaston-Kristall werden zwei Strahlen erzeugt, die senkrecht zueinander polarisiert sind und unter kleinem Winkel divergieren. Ein Polarisator wird benutzt, um die Polarisation und die Intensität der beiden Strahlen anzugleichen. Direkt vor der Kamera ist ein Interferenzfilter montiert, um Streulicht des Heizlasers und Plasmaleuchten herauszufiltern. Jeder der drei Strahlengänge ab den Mikrosiegeln hat jeweils einen Wollaston-Kristall und einen Polarisator.

Aus dem entstehenden Streifenmuster kann unter der Annahme einer Zylindersymmetrie der Plasmaverteilung mit Hilfe einer Abelinversion der Brechungsindex im Plasma und hieraus die freie Elektronendichte bestimmt werden (siehe Abschnitt 2.1.2).

Das Interferometer wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [14] entwickelt. Informationen zur Multiframeinterferometrie finden sich in Referenz [9].

3.3.1 Ortskalibrierung

Um eine Aussage über Ort und Ausdehnung des Targets machen zu können, muss der Zusammenhang zwischen der Pixelposition auf der Kamera und der realen Position am Target bekannt sein. Hierzu wird eine Nadel (Abb. 3.4a) mit Hilfe eines präzisen 4-Achsen Targetmanipulators an verschiedene Positionen in der Targetkammer gefahren und jeweils ein Bild pro Kamera abgespeichert. Dadurch gelangt man zu einer Ortskalibrierung. An derselben Position wird später ein Kryotarget (Abb. 3.4b+c) erzeugt, das daraufhin mit einem Laser bestrahlt wird.

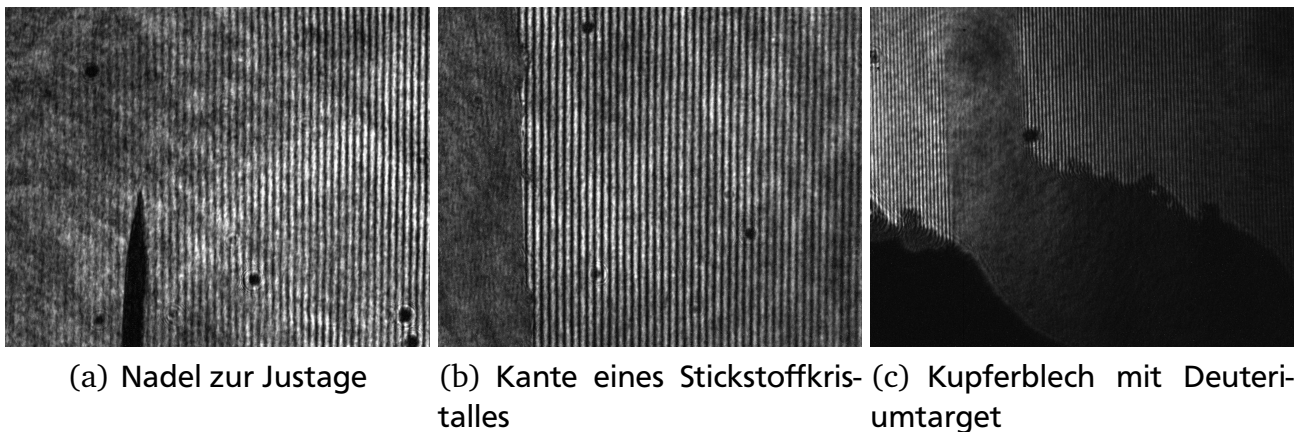


Abbildung 3.4: Interferometriebild der Justagenadel und von verwendeten Kryotargets

3.3.2 Zeitkalibrierung

Der Heizlaser (Powerlite) und der Interferometrielaser (Geola) werden über Pulsgeneratoren getriggert. Um die Laserpulse zur gleichen Zeit am Target zu haben, wird am Ort des Targets für eine Vergleichsmessung eine schnelle Photodiode platziert. Beide Laserpulse werden durch Verschieben der Triggersignale synchronisiert. Eine weitere Photodiode im nhelix-Laserraum wird genutzt, um beide Laserimpulse zu erfassen. Durch unterschiedliche Licht- und Kabellaufzeiten erreichen die Pulse die Photodiode zu unterschiedlichen Zeiten, wenn sie das Target zeitgleich erreichen. Abbildung 3.5 zeigt eine Messung der Photodiode im Laserraum sowie die zeitliche Position des Geolapulses im Vergleich zum Powerlitepuls am Ort des Targets.

3.4 Kurzzeitfotographie

Für die Fotographie werden bildverstärkte Kameras (DiCAM Pro von PCO) verwendet. Diese erlauben Belichtungszeiten von minimal 5 ns pro Bild. Die Funktionsweise ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Das Licht vom Target gelangt zunächst auf eine Photokathode, von der es Photo-

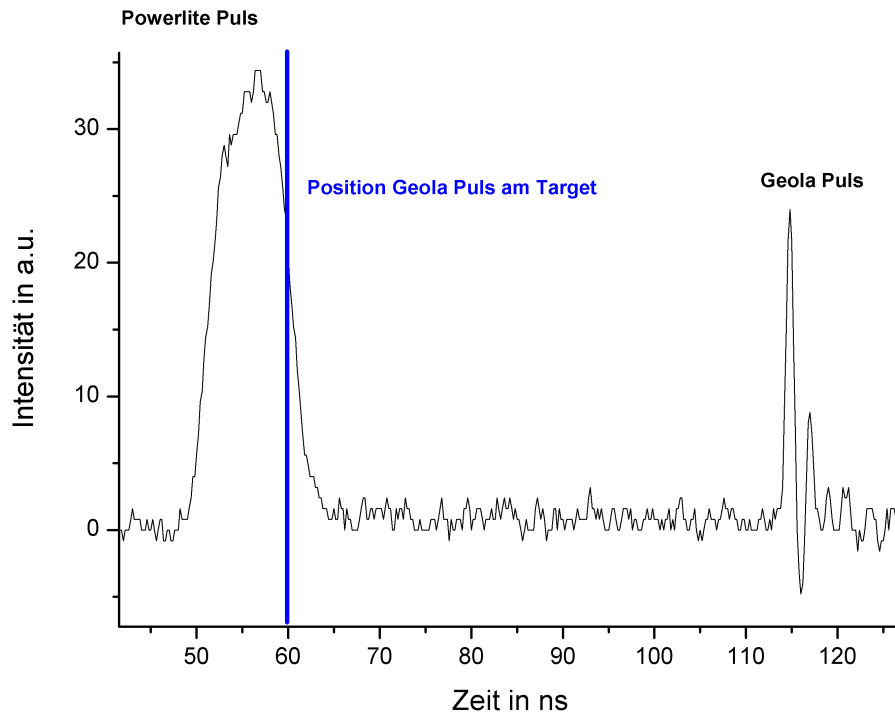


Abbildung 3.5: Photodiodensignal verwendet für die Zeitkalibrierung von Geola und Powerlite

elektronen herauslöst. An der Photokathode wird eine Verschlussspannung angelegt. Mit dieser Spannung lässt sich die Photokathode auf ein positives Potential schalten, so dass keine Elektronen herausgelöst werden können, oder sie lässt sich auf ein negatives Potential schalten, so dass Photoelektronen herausgelöst werden können. Diese Verschlussspannung ist für die Zeitauflösung verantwortlich.

Zur Verstärkung der Elektronen wird eine MCP (micro channel plate) verwendet, in welcher die Elektronen durch Erzeugung von Sekundärelektronen vermehrt werden. Dadurch wird das Signal verstärkt. Nach Durchlaufen einer Beschleunigungsspannung gelangen die Elektronen auf einen Phosphorschirm. Mit Hilfe einer CCD-Kamera wird das Bild digitalisiert.

3.5 Schmierbildkamera

Der schematische Aufbau einer Schmierbildkamera, auch Streackkamera genannt, ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Das Licht, das in die Schmierbildkamera gelangt, trifft zunächst auf eine Schlitzblende. Dadurch wird eine Raumdimension ausgeblendet. Das bildverstärkende und abbildende System funktioniert ähnlich wie bei einer DiCAM Pro Kamera (siehe Kapitel 3.4).

Zusätzlich werden die Elektronen durch ein zeitlich veränderliches elektrisches Feld abgelenkt. Auf diese Weise erhält man auf einer Achse des Bildes eine räumliche Information und auf der anderen Achse eine zeitliche Information. Es wurde eine Schmierbildkamera von Hamamatsu Modell C2830 verwendet, mit der Streakzeiten von ca. 7 ns bis 700 μ s pro Bild möglich sind.

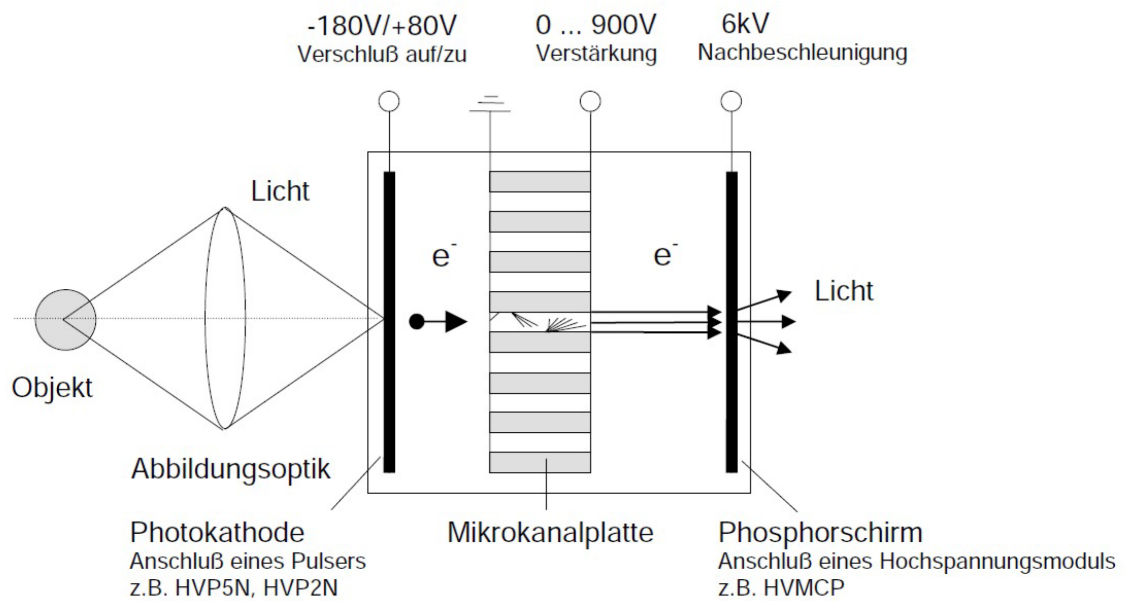


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau einer bildverstärkten CCD-Kamera, DiCAM Pro [46]

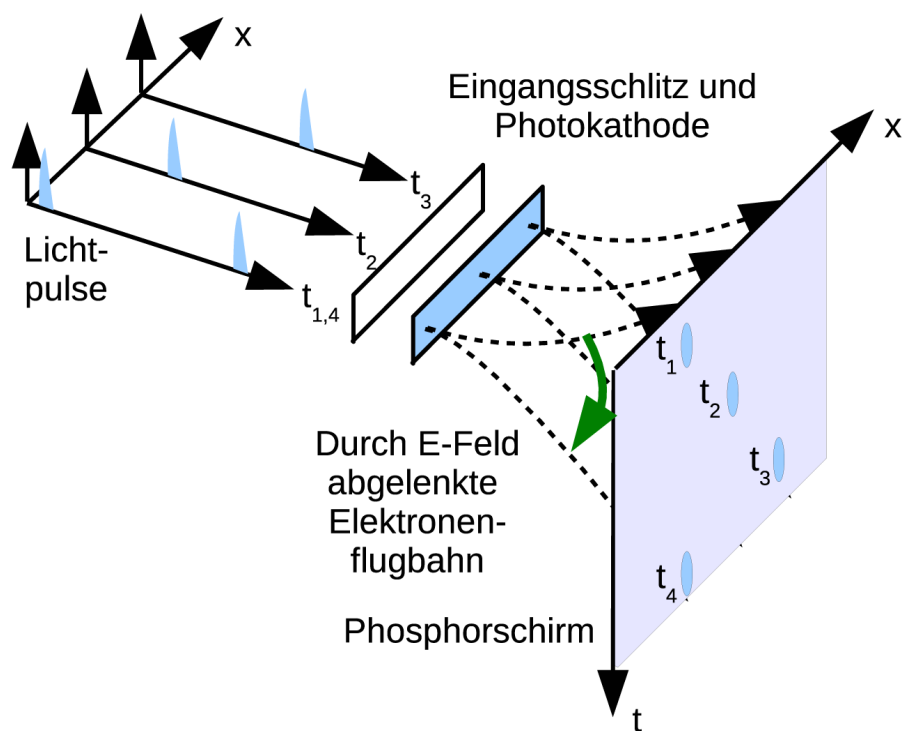


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau einer Schmierbildkamera [47]

3.6 Der UNILAC Linearbeschleuniger der GSI

Die Beschleunigeranlage der GSI (GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH) teilt sich in drei Hauptbereiche auf, den Linearbeschleuniger UNILAC (**U**niversal **L**inear **A**ccelerator), den SIS (**S**chwer**I**onen**S**ynchrotron) und den ESR (**E**xperimentier**S**peicher**R**ing). Der Z6 Messplatz befindet sich in der Experimentierhalle hinter dem UNILAC, welcher im Folgenden genauer beschrieben wird.

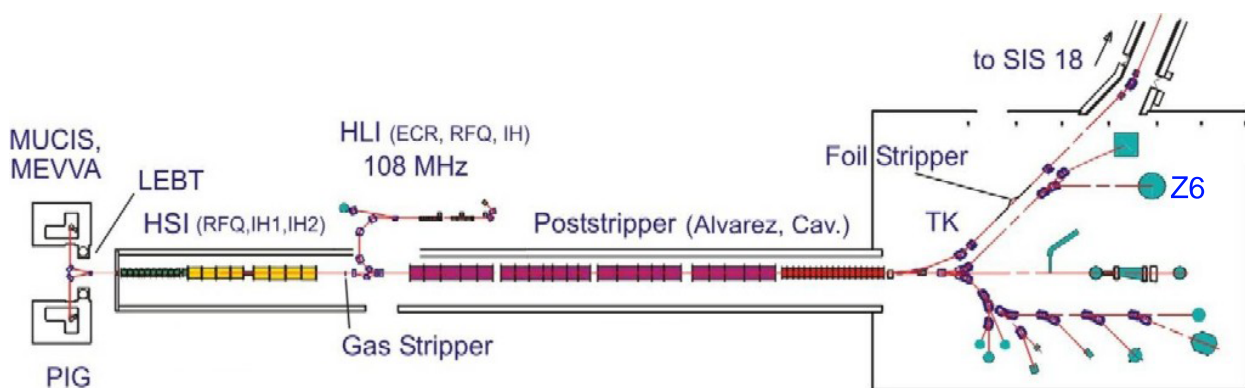


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau des UNILAC Beschleunigers [48]

Ein Schema des UNILACs ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Es besteht die Möglichkeit, mit drei verschiedenen Ionenquellen zu arbeiten. Es können drei verschiedene Ionentypen von Wasserstoff bis Uran unabhängig voneinander beschleunigt werden. Die Ionen aus der MUCIS-, MEVVA- und PIG-Quellen durchlaufen zunächst einen RFQ-Beschleuniger (Radio Frequency Quadrupole) mit einer Frequenz von 36,136 MHz, was einer Mikropulsstruktur von 27,673 ns entspricht. In dem nachgeschalteten Gas-Stripper erfolgt eine Hochladung. Ebenso kann nach dem Gas-Stripper der Ionenstrahl aus der HLI-Quelle eingekoppelt werden. Weiter folgt ein Alvarez-Driftröhrenbeschleuniger, der bei einer Frequenz von 108,408 MHz arbeitet und aus vier Alvarez-Tanks besteht. Die Energie der Ionen kann auf 3,6 – 11,4 AMeV erhöht werden. Die Ionen aus dem RFQ-Beschleuniger können hierbei nur jede dritte Alvarezperiode füllen, die Ionen aus der HLI-Quelle dagegen jede Alvarezperiode.

In einer weiteren nachgeschalteten Cavität kann die Energie auf bis zu 20 AMeV erhöht werden. Über Dipol- und Quadrupolmagnete wird der Strahl an die Messplätze in der Experimentierhalle geliefert, unter anderem an den Z6 Messplatz. Ebenso ist es möglich, den Strahl zur Nachbeschleunigung in das SIS zu injizieren.

3.7 Flugzeitmessung am Z6 Messplatz

Der Z6 Messplatz der Plasmaphysikgruppe bei der GSI bietet die weltweit einmalige Möglichkeit, kombinierte Experimente sowohl mit den Hochenergielasern nhelix (siehe Abschnitt 3.1) und Phelix (siehe Abschnitt 3.2), als auch mit Schwerionenstrahlen vom Linearbeschleuniger UNILAC (siehe Abschnitt 3.6) durchzuführen. Der schematische Aufbau der Energieverlustmessung über eine Flugzeitmessung am Z6 Messplatzes ist in Abbildung 3.9 zu sehen.

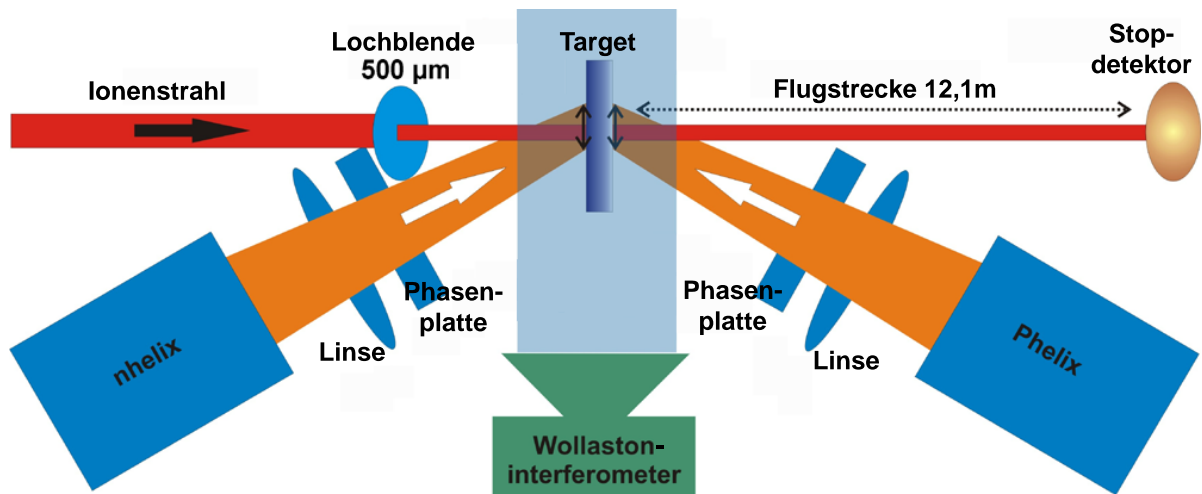


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau der Energieverlustmessungen am Z6 Messplatz der GSI [49]

Um einen Energieverlust in einem Plasma sinnvoll messen zu können, sollte das Plasma im Bereich der Wechselwirkung mit dem Schwerionenstrahl möglichst homogen bezüglich Ionisationsgrad, Temperatur und Dichte sein. Es werden zwei Laser benutzt, um das Target möglichst vollständig durchzuheizen. Durch die Verwendung von zwei Lasern werden zudem die Einflüsse lokaler Inhomogenitäten im Laserprofil durch die Überlagerung von zwei Laserprofilen verringert. Für die Energieverlustmessung wird der Strahl zunächst durch eine Blende ($500\text{ }\mu\text{m}$) kollimiert. Ein solch kleiner Strahldurchmesser lässt sich durch die Fokussierung mit Quadrupolen am UNILAC nicht erreichen. Der Laserfokus wird mit 1 mm doppelt so groß gewählt wie der Durchmesser des Ionenstrahls. Um einen möglichst homogenen Fokus zu erhalten, wird eine Phasenplatte verwendet. Nach der Wechselwirkung mit dem Target durchläuft der Ionenstrahl eine Strecke von $(12,126 \pm 0,005)\text{ m}$ und wird anschließend mit einem Diamantstopdetektor detektiert.

Der $19\text{ }\mu\text{m}$ dicke polykristalline Diamantdetektor wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [50] entwickelt. Eine genaue Beschreibung des Detektors findet sich in dieser Arbeit. Der Diamantdetektor erlaubt es, die Ankunftszeit eines Pulses auf 40 ps genau zu bestimmen.

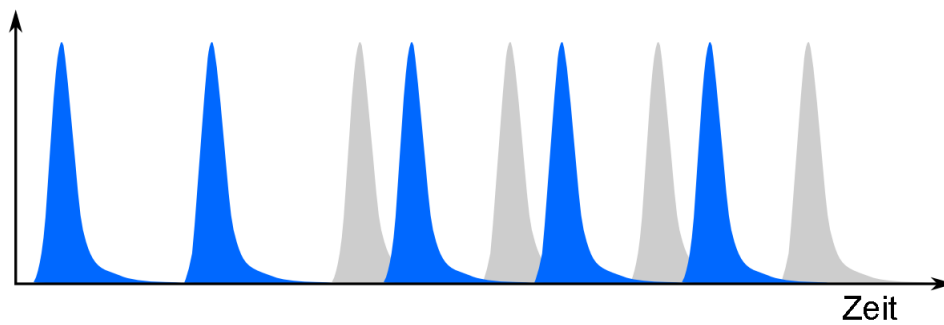


Abbildung 3.10: Verschiebung der Mikropulse am Stopdetektor durch Energieverlust im Target [11]

Der Ionenstrahl, der durch die Struktur des UNILAC Beschleunigers aus einzelnen Mikropulsen besteht, erfährt im Target einen Energieverlust. Dies führt zu einem periodischen, regelmäßigen Signal am Stopdetektor. Ändert sich der Energieverlust im Target, kommt es zu einer Verschiebung der Mikropulse (siehe Abbildung 3.10). Hieraus lässt sich die Energieänderung bestimmen.

Eine genaue Beschreibung zum Energieverlust in Laserplasmen findet sich in [10].

4 Erzeugung kryogener Targets

In diesem Abschnitt wird das Kryosystem, das zur Targeterzeugung eingesetzt wurde, detailliert beschrieben. Es werden verschiedene Methoden zur Erzeugung kryogener Targets erläutert. Ebenso wird hier die Implementierung des Kryosystems am Z6 Messplatz vorgestellt.

4.1 Das Kryosystem

Um Temperaturen von bis zu 4,2 K zu erreichen, wird ein Kryosystem der Firma SHI (Sumitomo Heavy Industries, Ltd.) Cryogenics of Europe, GmbH verwendet. Es handelt sich hierbei um einen RDK-415 Kryokühlkopf, welcher mit einem CSW-71 Kompressor betrieben wird. Das System arbeitet auf Heliumbasis. Es bietet viele Vorteile gegenüber der konventionellen Kühlung mit flüssigem Helium. Das Helium befindet sich im Kryosystem in einem geschlossenen Kreislauf. Es ist nicht nötig, flüssiges Helium bereitzustellen und vorzuhalten. Aufwendiges Umfüllen entfällt. So werden die Kosten und der Arbeitsaufwand für den Betrieb minimiert. Das Helium wird im Kompressor komprimiert und über eine Flexleitung zum Kryokühlkopf transportiert. Der Kühlkopf arbeitet mit zwei Stufen. Die erste Stufe erreicht eine Temperatur von 50 K bei einer Kühlleistung von 45 W. Die nachgeschaltete zweite Stufe erreicht 4,2 K bei einer Kühlleistung von 1,5 W. Abbildung 4.1 zeigt das Lastdiagramm des Kryosystems. Es ist deutlich erkennbar, dass die erste Stufe relativ hohe Lasten aufnehmen kann, ohne die Temperatur auf der zweiten Stufe wesentlich abzusenken. Es lässt sich die erste Stufe verwenden, um ein Hitzeschild, welches das Target und den Bereich der zweiten Stufe von der Planckstrahlung der Umgebung schützt, zu kühlen. Ein solches Hitzeschild ist zum Beispiel notwendig, wenn man den Tieftemperaturbereich des Kryokühlkopfes verlängern möchte, wie es für Experimente an der Z6 Targetkammer nötig ist. Das Helium, welches sich im Kryokühlkopf erwärmt, wird über eine weitere Flexleitung zum Kompressor zurückgeführt, um den Kreislauf erneut zu durchlaufen. Überschüssige Wärme wird über einen Wärmetauscher an das Kühlwasser abgegeben. Das Kryosystem ist transportabel und kann an verschiedenen Experimentierkammern eingesetzt werden, wie der Kryo-Test- und Entwicklungskammer oder der Z6 Targetkammer.

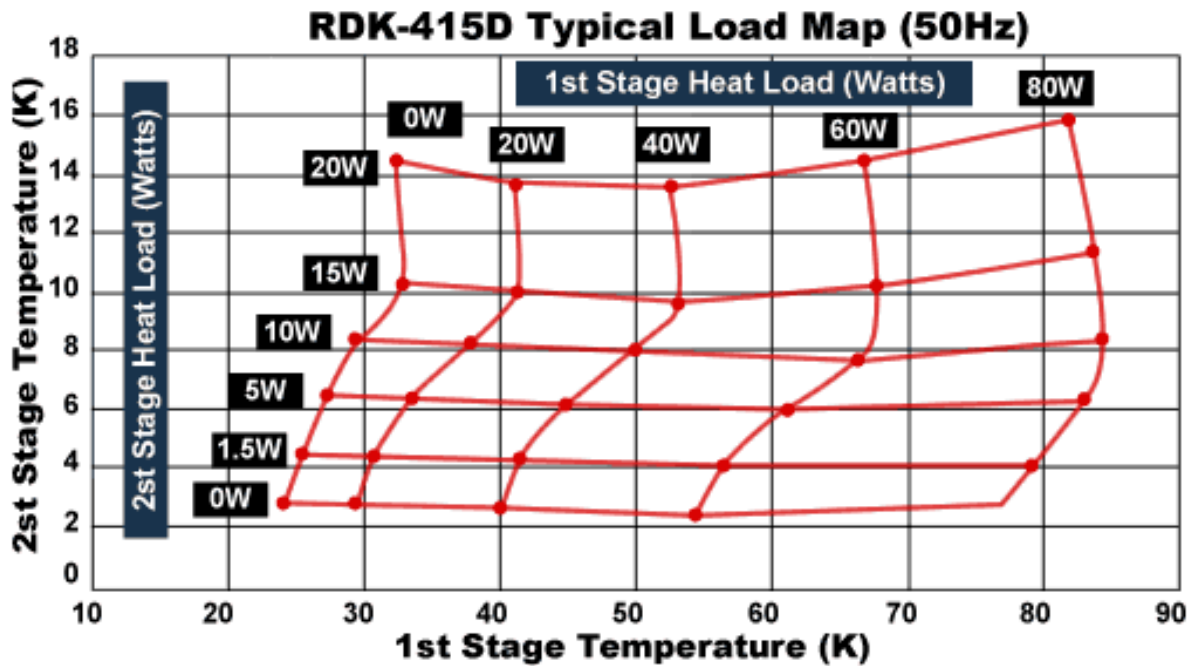


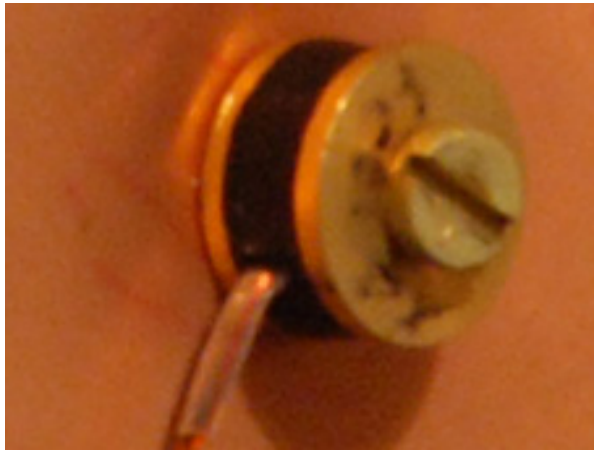
Abbildung 4.1: Lastdiagramm des SHI Kryosystems [51]. Es werden die Lasten auf den beiden Stufen dargestellt, sowie die Temperaturen, die bei verschiedenen Lasten auf den Stufen in Kombination erreicht werden

4.2 Temperaturmessung

Zur Messung der Temperatur am Kryosystem werden Cernox Temperatursensoren Modell CX-1050-CU-1.4L der Firma LakeShore eingesetzt. Diese haben einen Durchmesser von 8,0 mm und eine Dicke von 4,5 mm. Die Sensoren wurden gewählt, da sie unempfindlich gegen elektromagnetische und radioaktive Strahlung sind. Ein weiterer Vorteil ist die hohe Genauigkeit von 5 mK bei einer Temperatur von 4,2 K. Die Sensoren haben eine Reaktionszeit von einigen Millisekunden. Außerdem decken sie einen weiten Temperaturbereich (1,4 – 300 K) ab, wobei sie bei tiefen Temperaturen am genauesten sind.

Der Cernox Temperatursensor arbeitet nach dem folgenden Prinzip: Der Sensor wird von einem konstanten Strom durchflossen. Ändert sich die Temperatur des Sensors, so ändert sich auch dessen ohmscher Widerstand. Gemessen wird die Spannung, die an dem Sensor abfällt, wobei der Strom konstant gehalten wird. So erhält man über das ohmsche Gesetz den Widerstand des Sensors. Über eine für jeden Sensor individuell gemessene Kalibrierungskurve wird der Zusammenhang zwischen Widerstand und Temperatur ermittelt. Dies erlaubt eine Temperaturbestimmung. Die Kalibrierungskurven der einzelnen Sensoren lassen sich in einem Temperaturmonitor speichern, der auch den Strom konstant hält.

Abbildung 4.2 zeigt einen der verwendeten Temperatursensoren sowie den Temperaturmonitor.



(a) Cernox Sensor: Durchmesser 8,0 mm , (b) Temperaturmonitor mit 8 Kanälen
Dicke 4,5 mm

Abbildung 4.2: Temperatursensor und Temperaturmonitor

4.3 Kryo-Test- und Entwicklungskammer

Um das Kryosystem zu testen und um kryogene Targets zu entwickeln, wurde eine Kryo-Test- und Entwicklungskammer aufgebaut. Ein Bild der Kammer ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Sie bietet die Möglichkeit, das System abseits des Experimentierplatzes in Betrieb zu nehmen, was wichtig ist, da der Z6 Messplatz auch für andere Experimente genutzt wird und daher nicht immer zur Verfügung steht. So lassen sich Erkenntnisse über Einflussfaktoren wie den des Vakuums in der Kammer, die Zuchtdauer des Targets, den Zuchtdruck, Heizungen, Hitzeschilde sowie über viele andere Einflüsse in einem leicht zugänglichen, überschaubaren Umfeld gewinnen. Die Kryokomponenten, insbesondere der Kryokühlkopf mit Kompressor, die Temperatursensoren und das Gaskontrollsystem werden für ein Experiment mit Lasern oder Schwerionenstrahlen an dem entsprechenden Messplatz implementiert.

Die Kammer besitzt zwei Vakuumbereiche, die durch ein Handventil verbunden sind. Dieses trennt den Vakuumbereich der Elektronenröhre (siehe Abschnitt 4.11.1) von dem Bereich, in dem der Zuchtvorgang stattfindet. Dies ist notwendig, da die Elektronenröhre stets unter Vakuum gehalten werden muss, damit der Heizdraht kein Wasser anbindet, was die Qualität und Lebensdauer der Röhre negativ beeinflussen würde. Der Zuchtbereich hingegen muss für Umbauzwecke häufig belüftet werden.

Um ein erzeugtes Target für das Experiment zu präparieren, ist es notwendig, die entsprechenden Zuchtkammern in der Vakuumkammer zu bewegen. Hierfür kann eine mechanische Vakuumdurchführung benutzt werden, mit welcher hohe Anpressdrücke der Zuchtkammer auf den kühlen Bereich des Kryokühlkopfes erreicht werden. Außerdem ist eine Manipulation durch einen Lineartisch (Micos PLS-85) möglich.

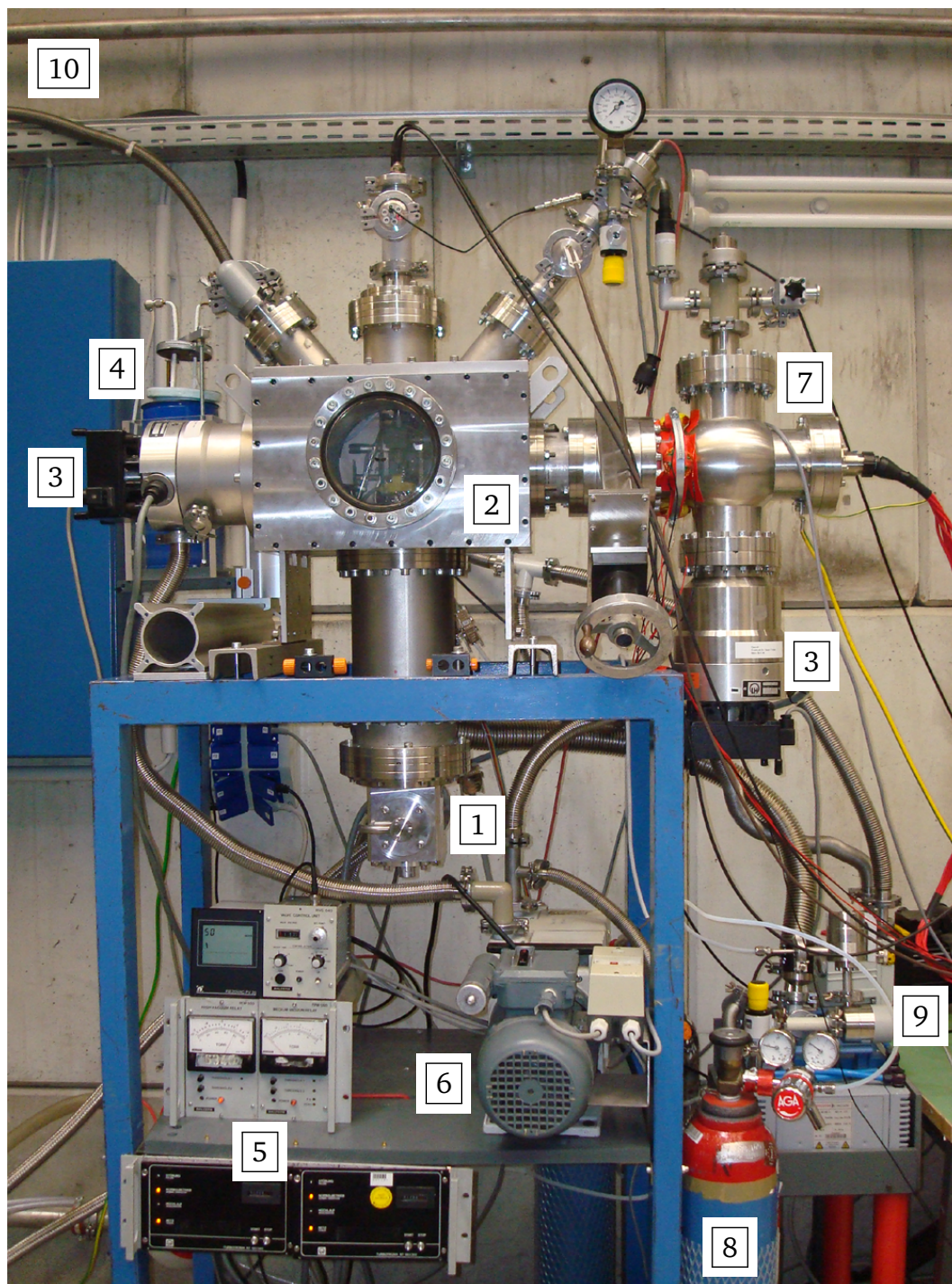


Abbildung 4.3: Kryo-Test- und Entwicklungskammer: 1 - Kryokühlkopf; 2 - Vakuumkammer; 3 - Turbopumpen; 4 - Gasvorkühlsystem; 5 - Vakuumüberwachung und -kontrollen; 6 - Vorpumpe; 7 - Elektronenröhre; 8 - Gasflasche; 9 - Gaskontrollsystem; 10 - Abluft

4.4 Das Gaskontrollsystem

Um den Druck in der Zuchtkammer kontrollieren zu können, wurde ein Gaskontrollsystem aufgebaut. Dieses hat die Aufgabe, Gas zur Targeterzeugung bereitzustellen und nachzuliefern. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Zu Beginn der Targetherstellung wird das System über eine Vorpumpe (Membranpumpe) abgepumpt. Dadurch wird gewährleistet, dass nur das Targetgas in das System gelangt. Das Targetgas aus einer Gasflasche strömt zunächst über einen Druckminderer an ein Nadelventil. Dieses Nadelventil ist an einen Druckmesskopf angeschlossen. Druckmesskopf und Nadelventil bilden zusammen einen Regelkreis, der es erlaubt, den Druck im System automatisch zu regeln. Über eine vorgeschaltete Gasvorkühlung (siehe Abschnitt 4.6) gelangt das Gas zur Zuchtkammer (siehe Abschnitt 4.5). Sollte der Druck im System zu stark ansteigen, lässt er sich jederzeit manuell über die Vorpumpe absenken.

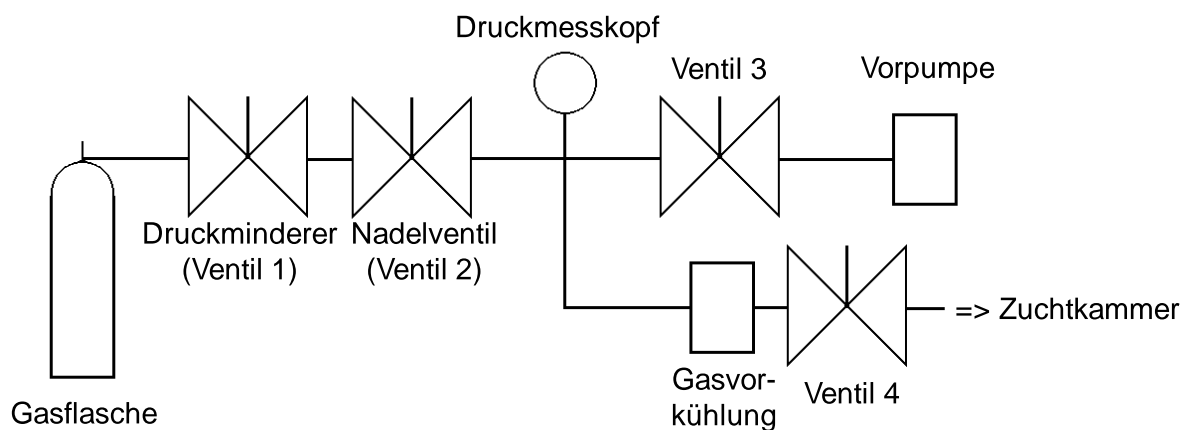


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau des Gaskontrollsystems

4.5 Targetherstellung mit Zuchtkammern

Um das Targetgas an den Kühlkopf zu bringen, werden Zuchtkammern verwendet, welche die Geometrie der Targets durch ihre Abmessungen festlegen. Diese werden auf den Kühlkopf gedrückt. Eine Auswahl an Zuchtkammern ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Es werden prinzipiell zwei Arten von Zuchtkammern verwendet. Zum einen Zuchtkammern mit Abmessungen von bis zu 1 cm, zum anderen Zuchtkammern zur Erzeugung von kupfergehalteten Targets mit Abmessungen von wenigen Millimetern. Zunächst wird auf die Erzeugung von Targets im cm-Bereich eingegangen.



Abbildung 4.5: Übersicht über verschiedene Zuchtkammern, die obere Reihe zeigt Zuchtkammern zur Erzeugung kupfergehaltener Targets mit mm-Größe; die untere Reihe zeigt Zuchtkammern zur Herstellung freistehender Targets mit cm-Abmessungen

4.5.1 Freistehende kryogene Targets mit cm-Abmessungen

An den Tieftemperaturteil des Kryokühlkopfes können Targethalterungen aus Kupfer angeschraubt werden. Auf diesen Halterungen wird eine Zuchtkammer mit Hilfe einer mechanischen Durchführung oder mit einem Lineartisch auf die gekühlte Targethalterung gebracht. Die Zuchtkammern haben als Basis einen PVC-Block. Oben in den Block ist ein Gewinde geschnitten, um den Block zur Manipulation zu halten. Seitlich ist ein Swagelok-Anschluss eingeklebt, um das Targetgas in die Zuchtkammer zu leiten. Der Targetkristall wächst in den am PVC-Block verklebten Röhren, die nach unten offen sind (siehe Abbildung 4.5 untere Reihe). Die Öffnung der Zuchtkammer wird zum Züchten auf den Kupferhalter gedrückt. Zum vakuumdichten Verkleben der Komponenten wird Epoxydharz verwendet, das auch den tiefen Temperaturen im PVC-Block standhält, ohne spröde zu werden.

Das Zuchtgefäß soll für das Experiment vom Kryokühlkopf getrennt werden können, damit das Target dem Laser- und Ionenstrahl zugänglich ist. Eine bei tiefen Temperaturen gasdichte Verbindung zwischen den Komponenten, welche zudem unter Vakuumbedingungen zu öffnen und

zu schließen ist, stellt eine technische Herausforderung dar. Um Vakuumdichtheit zwischen der Zuchtkammer und dem Kupferblock herzustellen, gibt es verschiedene Ansätze. Das Targetgas kann bei sehr geringem Druck (wenige mbar) in die Zuchtkammer über das Gaskontrollsystem (siehe Abschnitt 4.4) geleitet werden. Hierbei werden die Spalten zwischen Zuchtkammer und Kupferhalterung zugefroren. Diese Methode funktioniert umso besser, je höher der Sublimationspunkt des Gases liegt. Es ist ebenso praktikabel, eine dünne (einige mm dicke) Schicht Indium auf das Kupfer aufzutragen. Da Indium bereits bei 157°C schmilzt, lässt es sich leicht auf Kupfer auftragen. Indium hat eine sehr geringe Härte und wird auch bei Temperaturen von wenigen K nicht spröde. Daher kann es als Dichtung verwendet werden. Der Nachteil ist der hohe Anpressdruck zwischen der Zuchtkammer und dem Kupferblock, um Dichtigkeit zu erhalten. Nicht zuletzt sind Indiumdichtungen kostenintensiv. Um das Targetgas vorzukühlen, kann zusätzlich eine Gaskühlung verwendet werden (siehe Kapitel 4.6).

Ist die Zuchtkammer abgedichtet, kann der Druck in der Zuchtkammer erhöht werden. Mit dem System sind Drücke bis zu 2000 mbar möglich. In 5 – 30 min wächst ein Kristall in der Zuchtkammer. Die Zuchtdauer ist abhängig von der Art des Targetgases, vom Zuchtgefäß, vom Druck und von der Temperatur. Es wurden verschiedene Gase wie Neon, Argon, Stickstoff, Wasserstoff und Deuterium verwendet. Abbildung 4.6 zeigt Kryokristalle in verschiedenen Geometrien. Die Geometrie des Kristalls wird durch die Geometrie des Zuchtgefäßes bestimmt, welches die Grundfläche definiert. Die maximal erreichbare Höhe hängt in erster Linie vom verwendeten Targetmaterial ab. Auch die Zuchtdauer, die Temperatur und das Material des Zuchtgefäßes haben Einfluss auf die Höhe.

Wird ein Zuchtgefäß aus Kupfer verwendet, lassen sich die höchsten Kristalle erzeugen, da hier die Wärmeleitung in den Wänden des Zuchtgefäßes zusätzlich Wärme in Richtung des Kryokühl-



(a) Argon-Kristall: 4 mm Durchmesser, 5 mm Höhe (b) Stickstoff-Kristall: $(8 \times 12) \text{ mm}^2$ Grundfläche, 5 mm Höhe

Abbildung 4.6: Kryokristalle in verschiedenen Geometrien

kopfes abführt. Bei Targetgasen mit hohem Sublimationspunkt kommt es zur Bildung von schneeartigen Kristallen im oberen Teil des Zuchtgefäßes. Dies wird verhindert, indem man ein Zuchtgefäß aus einem Material mit geringerer Wärmeleitfähigkeit verwendet, zum Beispiel Stahl. Die maximal erreichbaren Kristallhöhen mit Stahl sind jedoch geringer. Plexiglas ermöglicht die visuelle Überwachung des Zuchtvorganges, jedoch ist die erreichbare Targethöhe am geringsten.

Wird die Zuchtkammer abgezogen, verbleibt das Target freistehend im Vakuum, wobei es kontinuierlich durch den Kryokühkopf gekühlt wird.

4.5.2 Kupfergehaltete kryogene Targets

Für eine Vielzahl von Experimenten sind Targets mit einer Dicke im Submillimeterbereich von besonderem Interesse. Hier werden Techniken beschrieben, um Targets aus Deuterium und Wasserstoff herzustellen. Als Targetgas wurde Deuterium gewählt, da der Tripelpunkt bei einer höheren Temperatur liegt als bei Wasserstoff. Zum Haltern der Targets wurden Kupferbleche verwendet, die auf dem Kryokühkopf angebracht wurden. In Abbildung 4.7 sind zwei Targets gezeigt.



(a) Deuterium im U-Profil: Höhe 4 mm, Breite 2 mm
(b) Deuterium im O-Profil: Lochdurchmesser 2 mm

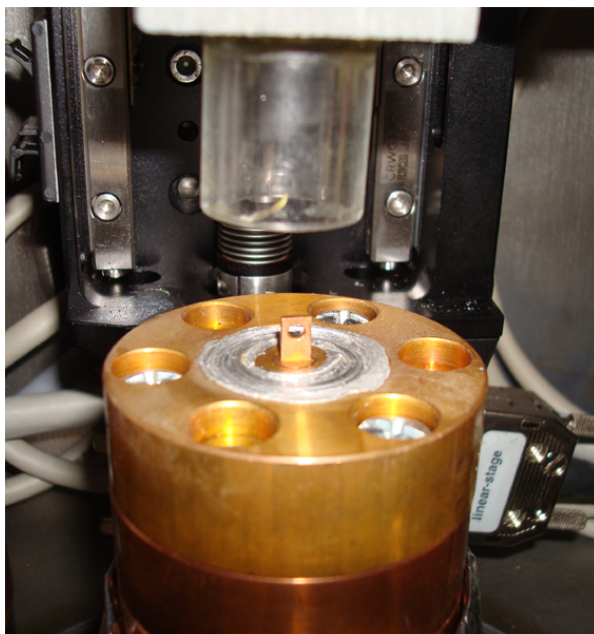
Abbildung 4.7: Kryokristalle in verschiedenen Geometrien mit Dicken kleiner $500\ \mu\text{m}$

Für die Targets wurde ein Kupferblech mit $500\ \mu\text{m}$ Dicke verwendet. Es wurden Plexiglaszuchtkammern benutzt (siehe Abbildung 4.5 obere Reihe). Für die U-Profil-Targets wurde eine Zuchtkammer benutzt, die einen Innendurchmesser mit den gleichen Abmessungen wie das Kupferblech hat. Zur Abdichtung wurde eine Indiumdichtung um die Unterseite des Bleches gegossen.

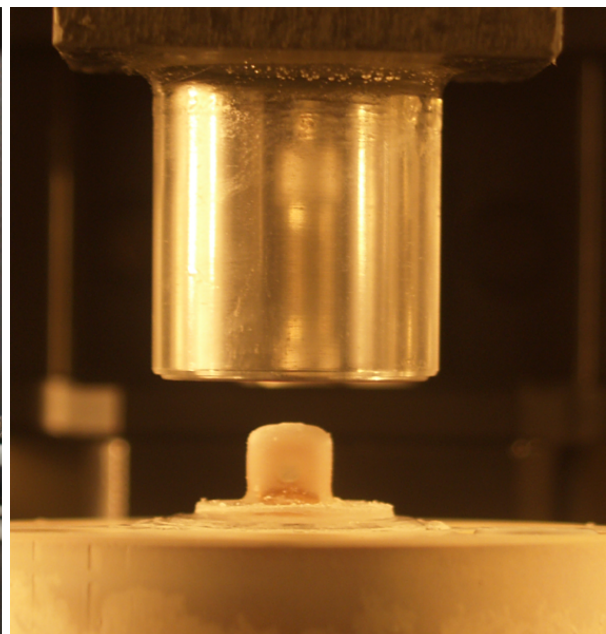
So konnten Drücke bis zu 350 mbar in der Zuchtkammer gehalten werden. Abbildung 4.7a zeigt das resultierende Target, das nach einer Zuchtdauer von ca. 25 min im Kupferblech verbleibt. Man erkennt, dass der Deuterium-Kristall von den Kanten des Kupferbleches zur Mitte hin gewachsen ist und sich in der Mitte vereint hat.

Ein anderes Konzept wurde für das O-Profil-Target angewendet. Auch hier wurden Plexiglas-zuchtkammern benutzt. Der Innendurchmesser der Zuchtkammern war jedoch doppelt so groß wie die Dicke des Kupferbleches. Es wurde keine Dichtung verwendet. Das Deuterium strömt bei einem Druck kleiner 5 mbar an dem Kupferblech vorbei und lagert sich schneeartig auf dem Blech ab. Abbildung 4.7b zeigt das Target nach 40 min Zuchtdauer.

4.5.3 Deuterium-Targets im O-Profil aus einer Deuteriumatmosphäre



(a) Kupferhalterung mit Indiumdichtung



(b) Deuteriumtarget

Abbildung 4.8: Deuterium Targets im O-Profil aus einer Deuteriumatmosphäre, Lochdurchmesser 2 mm

In einer Kombination aus den in Abschnitt 4.5.1 und Abschnitt 4.5.2 vorgestellten Herstellungstechniken wurde ein Kupferblech mit O-Profil in eine Plexiglas-Zuchtkammer gebracht. Das Kupferblech wurde auf dem Kryokühlkopf mit dem Targethalter verschraubt. Zur Abdichtung wurde eine Rinne in den kupfernen Targethalter geschnitten und diese mit Indium verfüllt.

Die Plexiglas-Zuchtkammer, welche eine Schnittkante besitzt, wurde mit Hilfe eines Lineartisches in das Indium gepresst. So lassen sich Drücke bis zu 2000 mbar in der Zuchtkammer halten und es kann weit über dem Tripelpunkt von Deuterium gearbeitet werden. Ziel dieses Aufbaus ist es, das Deuterium durch die Flüssigphase zu führen, bevor es an dem Kupferblech

gefriert. Durch die Ausbildung einer flüssigen Membran soll eine homogene Füllung des Loches im Kupferblech erreicht werden. Ein Target aus festem Wasserstoff wird durch Sublimation dünner [52]. Dies gilt auch für Deuterium. Auf diese Weise sollen dünne Targets mit Dicken von wenigen Mikrometern erzeugt werden.

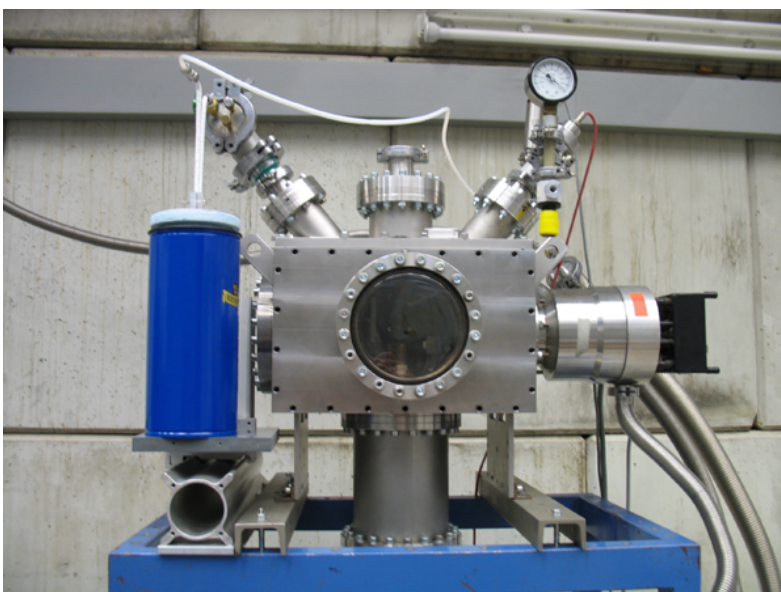
Abbildung 4.8a zeigt die Kupferhalterung mit Indiumdichtung. In Abbildung 4.8b ist ein Target aus Deuterium zu sehen, das mit der beschriebenen Technik erzeugt wurde.

4.6 Gasvorkühlung

Wenn das Targetgas aus dem Gaskontrollsystem (siehe Abschnitt 4.4) über Teflonleitungen in die Zuchtkammer gelangt und den Targethalter auf dem Kryokühlkopf erreicht, erwärmt sich das Kupfer. Ist die Kontaktfläche zwischen Zuchtkammer und Targethalter dicht, sinkt die Temperatur nach wenigen Sekunden wieder auf den Wert ab, der vorlag, bevor das Targetgas eingeströmt ist. In der Praxis gibt es jedoch immer kleine Leckagen, die dafür sorgen, dass der Druck in der Zuchtkammer sinkt und Gas nachgeführt werden muss. Dies führt zu einem Wärmestrom, der eine Last erzeugt und zu einer Erhöhung der erreichbaren Minimaltemperatur führt (siehe auch Abbildung 4.1). Um diesem Effekt entgegen zu wirken ist es sinnvoll, das Targetgas vorzukühlen. Zur Vorkühlung wird das Targetgas durch ein Kupferrohr geleitet, das zu einer Spirale gewickelt wurde. Die Kupferspirale wird in flüssigen Stickstoff eingetaucht und das durchströmende Targetgas heruntergekühlt.



(a) Spirale aus Kupferrohr zur Kühlung mit flüssigem Stickstoff



(b) Kupferspirale im Dewar-Gefäß an der Kryokammer

Abbildung 4.9: Gasvorkühlsystem zur Senkung der Last auf dem Kryokühlkopf

Es ist zu beachten, dass dieses System nur bei Gasen Verwendung finden kann, die bei 77 K (Temperatur von flüssigen Stickstoff) nicht fest oder flüssig vorliegen. Abbildung 4.9 zeigt das Gasvorkühlsystem. Ein nicht zu vernachlässigender Effekt ist der geringere Temperaturgradient in der Zuchtkammer zwischen dem einströmenden Targetgas und dem Targethalter, beziehungsweise dem schon gefrorenen Targetgas. Mit Hilfe der Gasvorkühlung lassen sich deutlich größere Targets herstellen. Abbildung 4.10 zeigt den Effekt am Beispiel zweier Neonkristalle. Für beide Kristalle wurde die gleiche Zuchtdauer von ca. 20 min gewählt.



(a) Neon-Kristall erzeugt ohne Vorkühlung, Höhe 4 mm
(b) Neon-Kristall erzeugt mit Vorkühlung, Höhe 25 mm

Abbildung 4.10: Effekt der Gasvorkühlung am Beispiel von Neon. Die Zuchtdauer beträgt 20 min, die Grundfläche misst $(1 \times 1) \text{ cm}^2$

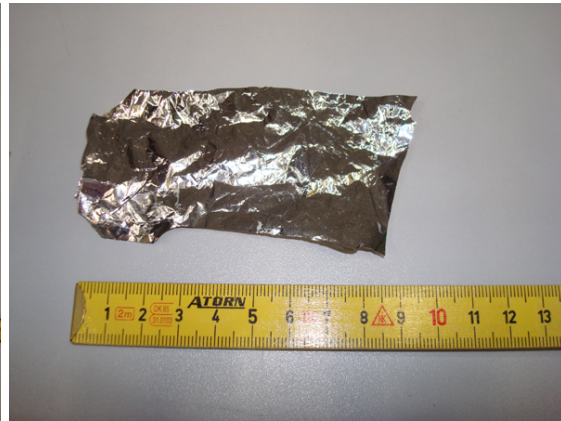
4.7 Hitzeschild

Um das Target vor der Planckstrahlung der 300 K warmen Umgebung zu schützen, können Hitzeschilde verwendet werden. Eine Möglichkeit bietet die erste Stufe des Kryokühlkopfes, die im Vergleich zur zweiten Stufe eine hohe Last abführen kann, ohne die Temperatur der zweiten Stufe wesentlich zu beeinflussen (siehe Abbildung 4.1). Die erste Stufe kann demnach zum Kühlen eines Hitzeschildes verwendet werden.

In Abbildung 4.11a ist ein Hitzeschild aus Aluminium zu sehen, das für eine Verlängerung des Kryokühlkopfes benutzt werden kann (siehe Abschnitt 4.9). Ebenso ist es praktikabel, Wärmeschutzfolie (siehe Abbildung 4.11b) als Hitzeschild zu verwenden, wie sie beispielsweise in Verbandskästen in PKWs zu finden ist. Wärmeschutzfolie kann sehr flexibel eingesetzt werden, wogegen Aluminiumschilde konstruktiv aufwendiger umzusetzen sind, da sie immer Kontakt zur ersten Stufe des Kryokühlkopfes haben müssen. Die aktiv gekühlten Schilde sind jedoch leistungsfähiger.



(a) Hitzeschild aus Aluminium



(b) Wärmeschutzfolie

Abbildung 4.11: Hitzeschilde zur Abschirmung der Planckstrahlung aus der Umgebung

4.8 Die Targeterzeugung

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie kryogene Wasserstoff- und Deuteriumtargets mit dem Kryosystem erzeugt werden. Das verwendete Gaskontrollsystem ist das aus der Abbildung 4.4. Zunächst wird die Targetkammer evakuiert, bis zu einem Druck von 6×10^{-5} mbar oder weniger. Dann wird die Kühlung eingeschaltet und bis auf eine Temperatur von ca. 10 K gekühlt. Auch die Zuleitungen von der Flasche bis zum Zuchtgefäß werden mit einer Vorpumpe (Membranpumpe) über Ventil 3 bis ca. 10^{-2} mbar abgepumpt. Alle Leitungen auf der Abluftseite sind aus Metall, um Aufladungen im strömenden Gas zu vermeiden. Um einen Durchfluss und eine Verdünnung der wasserstoff/deuteriumhaltigen Abluft zu gewährleisten wird im Betrieb mit Wasserstoff/Deuterium zusätzlich Druckluft eingeleitet. Hat der Kühlkopf seine Endtemperatur erreicht, wird der Druckminderer (Ventil 1) an der Gasflasche geöffnet. Der Druck zwischen dem ersten Regelventil (Ventil 2) und Druckminderer beträgt maximal 500 mbar. Das Regelventil bildet mit einem Druckmesskopf einen Regelkreis, der den Druck in den Zuleitungen und im Zuchtgefäß auf dem Sollwert hält.

Ist der gewünschte Druck erreicht, wird ein Handventil (Ventil 4) direkt an der Vakuumkammer geöffnet und auf dem Kühlkopf beginnt ein Kristall aus Wasserstoff/Deuterium zu wachsen. Dabei sinkt der Druck in den Zuleitungen und im Zuchtgefäß. Dieser Druckverlust wird durch den oben beschriebenen Regelkreis nachgeregelt und der gewünschte Druck gehalten.

Ist der Zuchtvorgang beendet, gibt es keinen Gasverbrauch mehr. Das Regelventil wird geschlossen und das Volumen zwischen Regelventil und Kühlkopf durch ein weiteres Handventil (Ventil 3) mit einer Membranpumpe abgepumpt. Die Membranpumpe ist an die oben beschriebene Abluft angeschlossen. Die Gasmenge entspricht ca. 0,6 l Wasserstoff/Deuterium. Nun wird das Ventil 4 an der Vakuumkammer geschlossen und das Zuchtgefäß nach oben gefahren. Ein Kristall aus Wasserstoff/Deuterium verbleibt in der Vakuumkammer, welcher nun mit einem Laser

(nhelix/Phelix) bestrahlt wird. Während der Bestrahlung wird ein Bruchteil des Kristalls verdampft, der größte Teil des Kristalls fällt vom Kühlkopf auf die 300 K warme Wand der Targetkammer und verdampft dort. Dieser Vorgang dauert wenige Sekunden. Es entsteht eine Menge Wasserstoff/Deuterium, die unter Normalbedingungen 1,1 l entspricht. Der Druck in der Targetkammer steigt bis auf 10^{-3} mbar an. Das entstandene Gas wird über eine Turbopumpe und eine Vorpumpe in das Abluftsystem gepumpt. Um Leckagen an den Verbindungen einzelner Komponenten der Anlage zu erkennen und zu verhindern, wird das System vor jeder Inbetriebnahme mit einem Wasserstoffschnüffler untersucht und so die Dichtigkeit gewährleistet.

4.9 Implementierung des Kryosystems am Z6 Messplatz

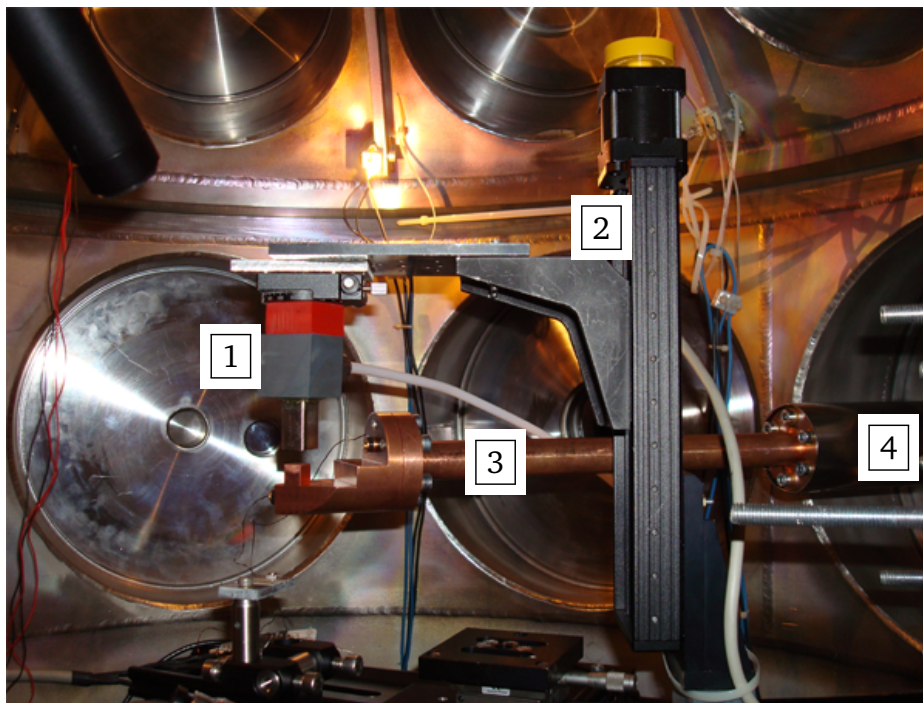


Abbildung 4.12: Innenansicht der Targetkammer am Z6 Messplatz mit Kryoanlage: 1 - Zuchtkammer; 2 - Manipulator für Zuchtkammer; 3 - Kupferverlängerung mit Targethalter; 4 - Kryokühlkopf

Um das Kryosystem am Z6 Messplatz zu implementieren, sind einige Änderungen nötig. Die kugelhähnliche Z6 Targetkammer hat einen Radius von ca. 50 cm. Der Kryokühlkopf musste horizontal eingebaut werden, um andere Diagnostiken nicht zu behindern. Die Tieftemperaturseite des Kryokühlkopfes erreicht das Zentrum der Targetkammer, an dem sich für gewöhnlich konventionelle Targets befinden, nicht. Hierfür wurde der Kryokühlkopf mit einer Kupferverlängerung ausgestattet. Die Kupferverlängerung besitzt eine Verjüngung von 5 cm auf 2 cm Durchmesser. Dies verringert die Zeit zum Herunterkühlen erheblich, da die Menge des zu kühlenden Kupfers reduziert wird. Zudem verkleinert sich die Oberfläche und damit die Erwärmung

durch die Planckstrahlung der Umgebung. Eine noch dünne Kupferverlängerung hätte nicht die erforderliche mechanische Steifigkeit und zudem einen größeren Wärmewiderstand.

Am Ende der Kupferverlängerung wurde ein Targethalter aus Kupfer montiert, welcher sich genau im Zentrum der Kammer befindet. Um die Wärmezufuhr durch Planckstrahlung der umgebenden Kammer gering zu halten, können Hitzeschilder benutzt werden (siehe Abschnitt 4.7). Besonders für Wasserstoff- und Deuteriumtargets ist dies unerlässlich. Um die Targetposition justieren zu können, wurde der Kühlkopf an einem Wellbalg montiert. Mit Hilfe von manuellen Lineartischen und Gewindestangen kann das Target verschoben werden. Dies ist insbesondere nötig, um thermische Ausdehnung im Kupfer zu kompensieren. Da sich die Position des Kryotargets geringfügig ändern kann, muss auch die Position der Zuchtkammer anpassbar sein. Hierzu wurde ein 3-Achsen-Manipulator aus Lineartischen (Micos VT-80) aufgebaut. Mit dessen Hilfe kann auch die Zuchtkammer an den Rand der Z6-Targetkammer gefahren werden, um keine Diagnostiken zu blockieren.

4.10 Versuchsaufbau in der Z6 Targetkammer

Es wurden verschiedene Aufbauten für die Experimente mit kryogenen Targets verwendet. In diesem Abschnitt werden die Aufbauten der einzelnen Experimente beschrieben.

4.10.1 Bestrahlung von Stickstofftargets mit nhelix

In diesem Experiment wurden freistehende kryogene Stickstofftargets mit cm-Abmessungen (siehe Kapitel 4.5.1) mit dem nhelix bestrahlt. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Zur Plasmadiagnostik wurde unter anderem die Interferometrie benutzt, die in Abschnitt 3.3 beschrieben ist. Der Interferometriestrahle verläuft entlang der Seite des Targets, die vom nhelix bestrahlt wird. Er ist auf der Abbildung nicht dargestellt. Des Weiteren wurde eine Schmierbildkamera (siehe Abschnitt 3.5) und eine bildverstärkte Kamera (siehe Abschnitt 3.4) verwendet.

4.10.2 Bestrahlung von Deuteriumtargets mit nhelix und Phelix

Ein kupfergehaltetes Deuteriumtarget im O-Profil (siehe Abschnitt 4.5.2) wurde von einer Seite mit dem nhelix und von der anderen Seite mit dem Phelix bestrahlt. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4.14 zu sehen. Der Interferometriestrahle verläuft hier entlang der Phelix-Seite des Targets. Um eine Messung der Dicke bzw. der Flächendichte des Targets durchzuführen, wurde ein Ionenstrahl vom UNILAC (siehe Abschnitt 3.6) benutzt. Es kam weiter eine Schmierbildkamera sowie eine Spiegelreflexkamera zum Einsatz.

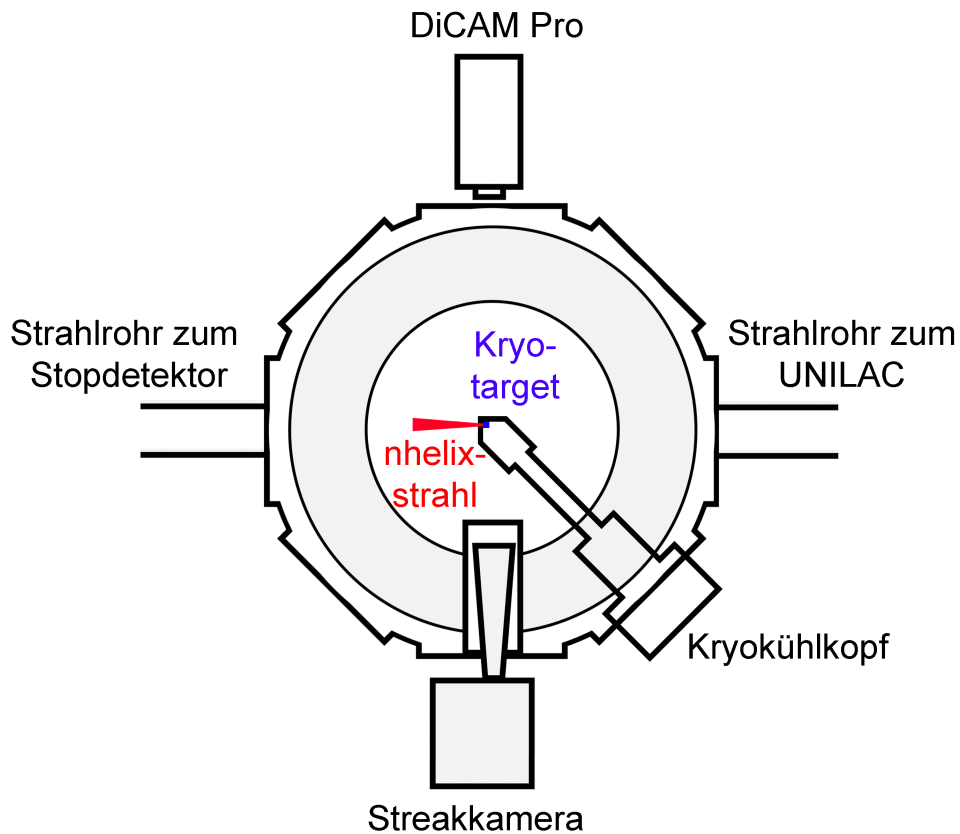


Abbildung 4.13: Schematischer Aufbau des Experimentes mit Stickstofftargets [53]

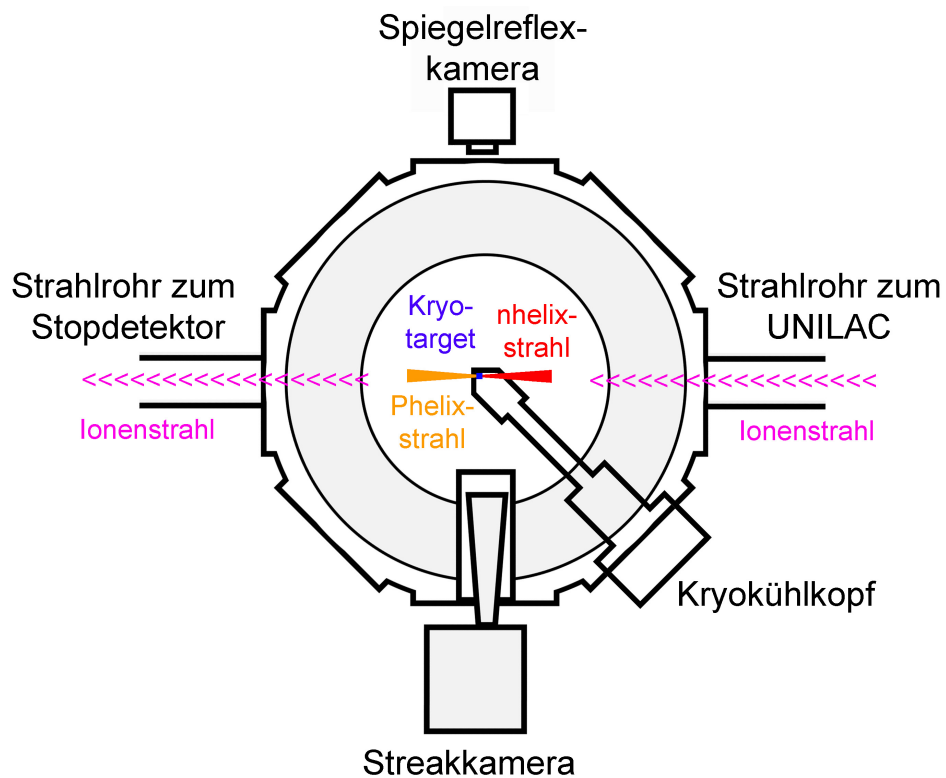


Abbildung 4.14: Schematischer Aufbau des Experimentes mit Deuteriumtargets [53]

4.11 Aufbau einer Elektronenquelle mit Strahlführung zur Dickenmessung

Um kryogene Targets in Experimenten einsetzen zu können, ist es notwendig, diese zu charakterisieren. Besonders wichtig für geplante Energieverlustmessungen ist die Flächenbelegung folienartiger Targets, wie solche mit Kupferhalterung. Zur Bestimmung der Dicke von kupfergehalteten Targets wurde eine Elektronenquelle mit Strahlführung an der Kryo-Test- und Entwicklungskammer aufgebaut (siehe Abbildung 4.15 und 4.17), die im Folgenden beschrieben wird. Für die Dickenmessungen wurde immer die bekannte Dichte des Festkörpers für das Targetmaterial angenommen. Liegt das Targetmaterial bei einer anderen Dichte vor, bleibt die resultierende Flächendichte die gleiche.

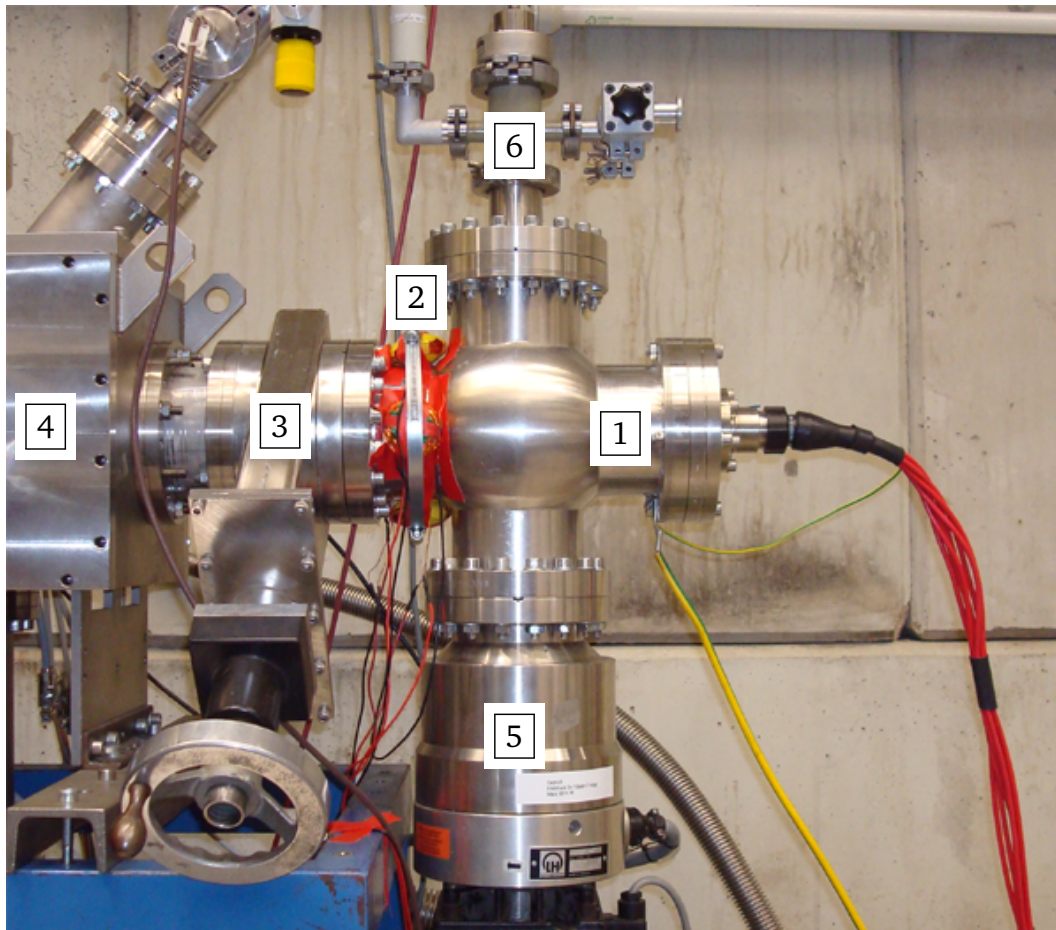


Abbildung 4.15: Außenansicht der Elektronenstrahlführung:
1 - Elektronenröhre; 2 - Ablenkmagnete ; 3 - Ventil; 4 - Kryo-
kammer; 5 - Turbopumpe; 6 - Vakuumüberwachung

4.11.1 Elektronenquelle

Als Elektronenquelle kam eine Elektronenröhre der Firma „Clinton Electronics Corporation“ Model 3-659 zum Einsatz. Um die Beschleunigungsspannung, die Heizspannung sowie verschiedene Steuerspannungen bereitzustellen, wurde ein Netzgerät NGR-15kV der Firma „IBT Elektronik GmbH“ verwendet. Mit dem System lassen sich Elektronen mit einer Energie von bis zu 15 keV und ein Elektronenstrom von $100\mu\text{A}$ erzeugen. Die Beschleunigungsspannung und der Elektronenstrom können am Netzteil überwacht und gesteuert werden. Die Röhre besitzt eine elektrostatische Fokussiereinheit. Der Elektronenstrom kann mithilfe eines Steuergitters geregelt werden.

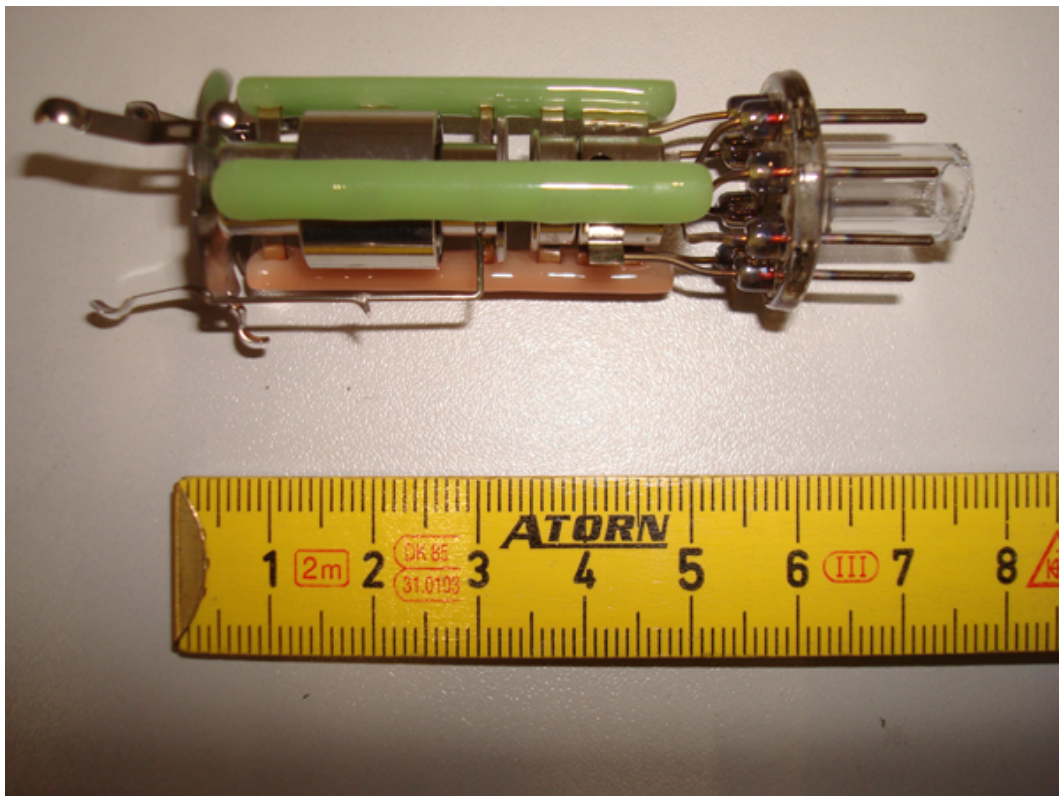


Abbildung 4.16: Bild der Elektronenröhre

Ein Bild der Elektronenröhre ist in Abbildung 4.16 zu sehen (siehe auch Abbildung 4.3). Um zu verhindern, dass der Heizdraht der Elektronenröhre Wasser anbindet, muss die Röhre unter Vakuum gehalten werden. Dazu befindet sie sich in einer eigenen Vakuumkammer, die über ein Handventil mit der Vakuumkammer des Kryokühlkopfs verbunden ist.

4.11.2 Ablenkmagnete

Ablenkmagnete, auch Steering-Magnete genannt, werden benutzt, um die Richtung des Elektronenstrahles festzulegen. Dies ist nötig, um den Strahl mittig in die Strahlführung zu legen und auf das Target zu lenken.

Die hier benutzten Ablenkmagnete bilden 4 Polschuhe, die mit jeweils 90° Versatz kreisförmig um den Elektronenstrahl angeordnet sind. Die Polschuhe bestehen aus einem Eisenkern, um den ein Draht gewickelt ist, so dass ein Elektromagnet entsteht. Durch Verändern der Ströme in dem Magneten wird die Stärke des Magnetfeldes und damit die Ablenkung geregelt.

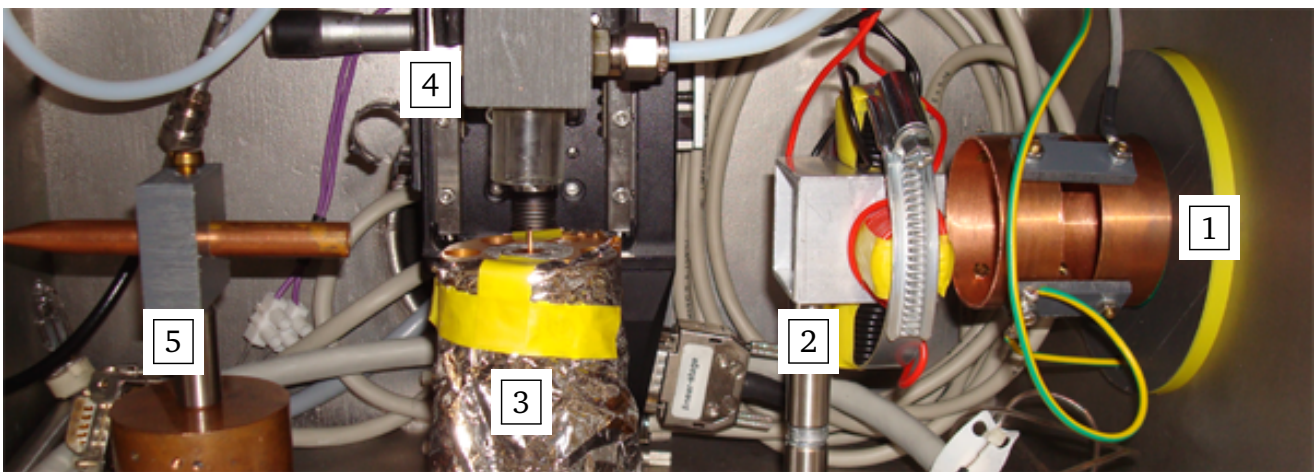


Abbildung 4.17: Innenansicht der Elektronenstrahlführung in der Kryokammer: 1 - Elektrostatische Linse; 2 - Ablenkmagnete ; 3 - Verlängerter Kryokühlkopf mit Wärmeschutzfolie und Kupferhalter im O-Profil; 4 - Plexiglaszuchtammer; 5 - Faraday Cup

Bei zwei gegenüberliegenden Polschuhen (180° Versatz) hat ein Polschuh den Nordpol auf der Elektronenstrahlseite, der andere Polschuh den Südpol. Diese zwei Polschuhe erlauben so die Ablenkung des Elektronenstrahles in einer Raumachse, die orthogonal zu den Magnetfeldlinien zwischen den Polschuhen liegt. Sie bilden einen Dipolablenkmagnet. Um den Elektronenstrahl auch in der anderen Raumachse ablenken zu können, werden die anderen beiden Polschuhe verwendet. So ist es möglich, den Elektronenstrahl in der Strahlführung zu justieren.

In diesem Aufbau wurden zwei Ablenkeinheiten mit jeweils 4 Polschuhen verwendet. Eine Ablenkeinheit befindet sich direkt hinter der Elektronenquelle. Sie wird benutzt, um den Elektronenstrahl zentral in die elektrostatische Linse einzukoppeln. Die andere Ablenkeinheit befindet sich zwischen der elektrostatischen Linse und dem Target (siehe Abbildung 4.17). Sie ermöglicht es, den Elektronenstrahl auf das Target auszurichten.

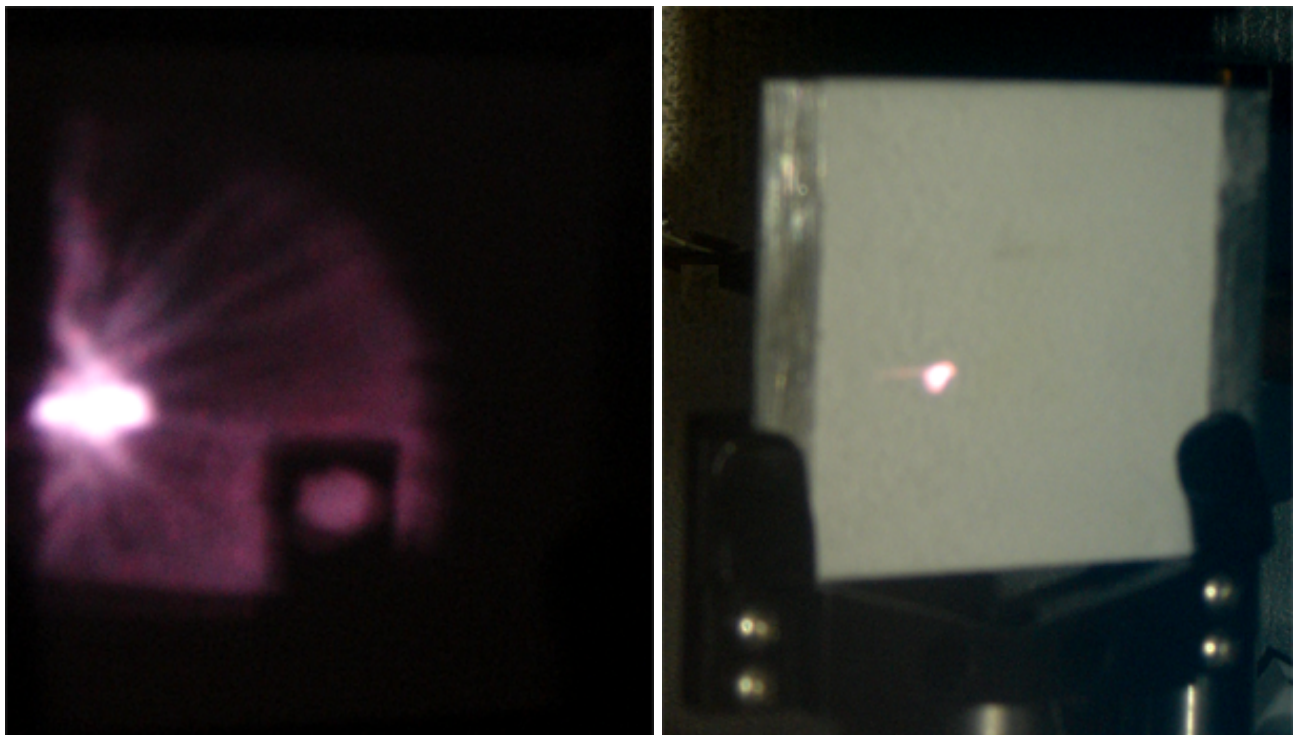
4.11.3 Elektrostatische Linsen

Zur Fokussierung des Elektronenstrahles werden elektrostatische Linsen verwendet. Die erste Linse ist in der Elektronenquelle integriert. Sie erlaubt es, den Strahl am Target auf ca. 5 mm zu fokussieren. Die zweite Linse befindet sich zwischen den beiden Ablenkeinheiten. Sie ermöglicht in Kombination mit der ersten Linse eine Fokussierung auf ca. 2 mm.

Die Funktionsweise einer elektrostatischen Linse ist in Abschnitt 2.3 erklärt. Die erste Linse wird über das Netzteil der Elektronenröhre gesteuert. Die Fokussierspannung kann zwischen +600 V und –900 V variiert werden. Die verwendete Fokussierspannung der zweiten Linse beträgt ca. 2/3 der Beschleunigungsspannung.

4.11.4 Elektronenstrahljustage

Um den Elektronenstrahl justieren zu können, muss er optisch sichtbar gemacht werden. Hierfür wird ein Szintillator verwendet. In Abbildung 4.18 sind der verwendete Szintillator und die durch den Elektronenstrahl induzierte Fluoreszenz zu sehen.



(a) Unfokussierter Elektronenstrahl mit Abbild des Targethalters
(b) Fokussierter Elektronenstrahl nach dem Loch des Targethalters

Abbildung 4.18: Elektronenstrahljustage mit Szintillator

Der Szintillator befindet sich an der Position, an der der Elektronenstrom mit einem Faraday Cup gemessen werden soll. Zur Justage wird der Elektronenstrahl zunächst mit Hilfe der Ablenk-
magnete durch das Loch des Targethalters gelegt, wobei er noch unfokussiert ist. Befindet er sich an der gewünschten Position, wird der Strahl fokussiert. Um zu gewährleisten, dass der Elektronenstrahl durch das Loch des Targethalters an den Szintillator gelangt, wird nun das Loch abgedeckt, indem ein Gegenstand in das Loch gebracht wird. Wenn nun keine Lichtemissionen von Elektronen auf dem Szintillator sichtbar sind, liegt der Elektronenstrahl an der richtigen Position.

4.11.5 Elektronenstrommessung

Zur Messung des Elektronenstromes wird ein Faraday Cup verwendet. Dieser besteht aus einem dünnwandigen Kupferrohr mit 10 mm Durchmesser (siehe Abbildung 4.17). Es hat eine Länge von 10 cm, um Sekundärelektronen, die im Inneren des Kupferrohrs durch Elektronen, die aus der Elektronenröhre stammen, erzeugt werden, wieder einzufangen.

Der Faraday Cup wird genau an die Position gebracht, an welcher der Elektronenstrahl auf dem Szintillator sichtbar ist. Der Abstand zum Target beträgt 4,75 cm. So wird ein Winkel (halber Divergenzwinkel) von 6° erfasst. Zur Messung des Elektronenstromes kommt ein Mikroamperemeter (Keithley 177 Microvolt DMM) zum Einsatz.

5 Diskussion der Messungen

Die Experimente dieser Arbeit sind in drei Abschnitte aufgeteilt. In Abschnitt 5.1 werden die Messungen an kryogenen Stickstofftargets diskutiert, die mit dem nhelix Lasersystem bestrahlt wurden. Im folgenden zweiten Abschnitt 5.2 werden die Messungen an kryogenen Deuteriumtargets vorgestellt, die mit Phelix und nhelix bestrahlt sowie mit einem Ionenstrahl vom UNILAC untersucht wurden. Der dritte Abschnitt 5.3 befasst sich mit der Dickebestimmung von kryogenen Deuteriumtargets mit Hilfe eines Elektronenstrahls.

5.1 Experimente mit kryogenen Stickstofftargets

Am Z6 Messplatz sind bisher noch keine kryogenen Targets eingesetzt worden. Zu diesem Zweck ist die Kryoanlage am Messplatz integriert worden (siehe Abschnitt 4.9). Als Target wurde ein Stickstofftarget mit cm-Abmessungen gewählt. Dieses Target ist kryotechnisch mit geringem Aufwand herzustellen, so dass es für erste Experimente geeignet ist.

Stickstoff ist bei Normaldruck bereits bei 63 K im festen Aggregatzustand. Dies erlaubt es, auf ein Hitzeschild der Verlängerung des Kryokühlkopfes zu verzichten. Außerdem erleichtert es das Abdichten der Zuchtkammer, da Spalten zwischen Targethalter und Zuchtkammer schnell zufrieren. Die erzeugten Stickstoffkristalle haben eine Grundfläche von $(9,0 \times 9,0) \text{ mm}^2$ und eine Höhe von bis zu 6 mm.

Als Heizlaser kam hier der nhelix zum Einsatz, wobei Energien von $(40 - 50) \text{ J}$ in 10 ns an das Target geliefert wurden. Der Fokusbereich unter Verwendung einer Phasenplatte betrug 1 mm.

Der experimentelle Aufbau ist in Abschnitt 4.10.1 beschrieben.

5.1.1 Kurzzeitfotographie

Die verwendete Kamera für die Kurzzeitfotographie ist in Abschnitt 3.4 beschrieben. Abbildung 5.1 zeigt ein Bild des Stickstofftargets während der Bestrahlung mit nhelix, das mit der Di-CAM Pro Kamera aufgenommen wurde. Die Belichtungszeit für die Plasmaexpansion beträgt 50 ns. Das Bild ist zusammengesetzt aus einem langzeitbelichteten Bild des Targets und einem kurzzeitbelichteten Bild des Plasmas.

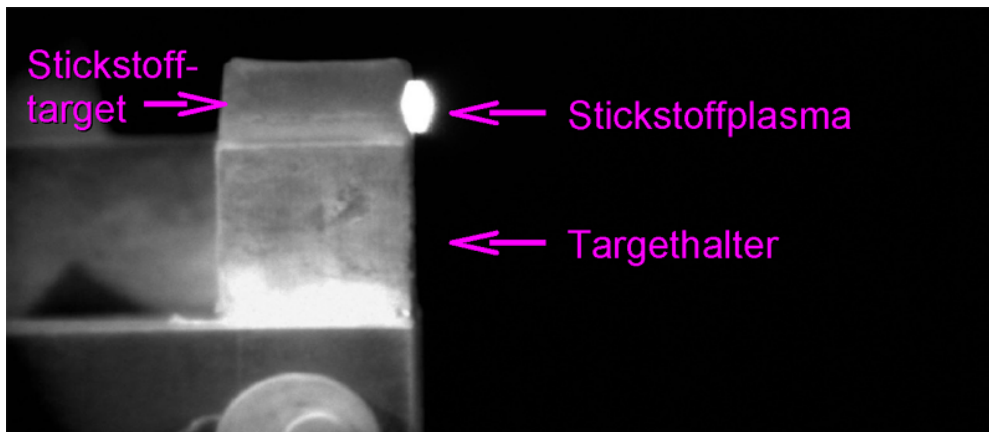


Abbildung 5.1: Stickstoffplasma erzeugt mit dem nhelix

5.1.2 Schmierbildkamera

Die Funktionsweise der verwendeten Schmierbildkamera wird in Abschnitt 3.5 erläutert. Das resultierende Streakbild wird in Abbildung 5.2 gezeigt. Auf der Horizontalen ist der Ort aufgetragen, auf der Vertikalen die Zeit. Deutlich erkennbar ist das Leuchten des expandierenden Plasmas. Durch das Anfitzen einer Geraden lässt sich die Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas berechnen, hier $96,8 \pm 10,3 \text{ km/s}$. Mit Hilfe der Gleichung 2.4 lässt sich unter der Annahme $Z = 7$ die Temperatur der Elektronen berechnen. Es ergibt sich eine Temperatur von $195 \pm 44 \text{ eV}$. Dies zeigt eine gute Übereinstimmung mit Messungen mit Kohlenstofftargets, welche mit ähnlichen Laserparametern bestrahlt wurden, sowie mit der simulierten Temperatur von Rechnungen mit dem HELIOS Code [54].

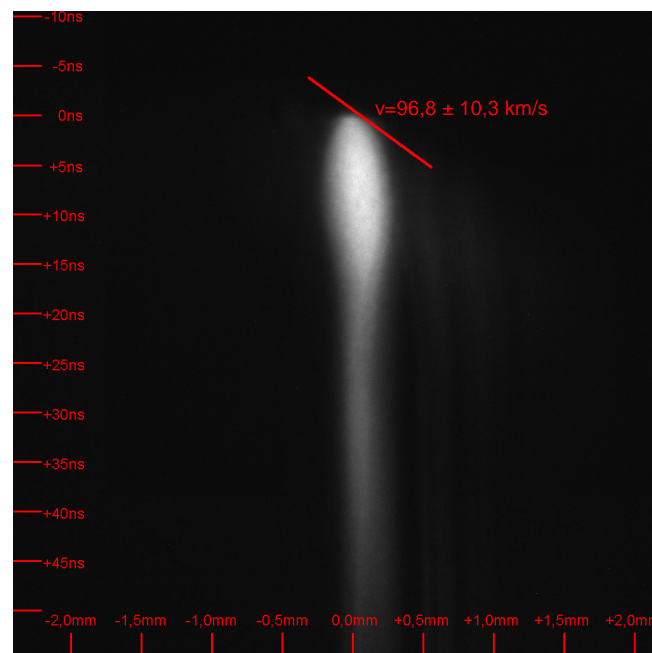


Abbildung 5.2: Streakbild einer Stickstoffplasmaexpansion

5.1.3 Interferometrie

Zur Bestimmung der freien Elektronendichteverteilung des Plasmas wurde die in Abschnitt 3.3 vorgestellte Interferometrie verwendet. Um die gewonnenen Daten auszuwerten, wurde ein Auswertungsprogramm verwendet, das zusammen mit dem Interferometer im Rahmen einer Diplomarbeit [14] entwickelt wurde.

Als Referenzzeitpunkt wurde 10% der maximalen Intensität der ansteigenden Flanke des Heizpulses vom nhelix gewählt, im Weiteren auch als Beginn des Heizpulses bezeichnet.

Abbildung 5.3 ist eine Aufnahme des Interferenzmusters 10,7 ns nach dem Beginn des Heizpulses. Zu erkennen sind die verschobenen Interferenzstreifen durch das Plasma. In der Mitte des Bildes sind die gekrümmten Interferenzstreifen zu sehen, welche durch das Stickstoffplasma hervorgerufen werden. Das errechnete Elektronendichteprofil ist in Abbildung 5.5b zu sehen. Die Genauigkeit der Zeitangabe beträgt bei allen Interferometrieaufnahmen $\pm 0,7$ ns.

Die Abbildungen 5.4 bis 5.6 zeigen die freien Elektronendichten zu verschiedenen Zeiten. In den ausgeblendeten Bereichen hat das Interferenzbild einen zu schlechten Kontrast, so dass das Auswertungsprogramm keine sinnvollen Daten für die freie Elektronendichte liefert. Es ist zu erkennen, dass die maximale freie Elektronendichte mit der Zeit abnimmt. Die Expansion des Plasmas in den Raum führt zu einer Vergrößerung des Bereiches, in dem freie Elektronen vorliegen, wobei die Dichte der freien Elektronen geringer wird.

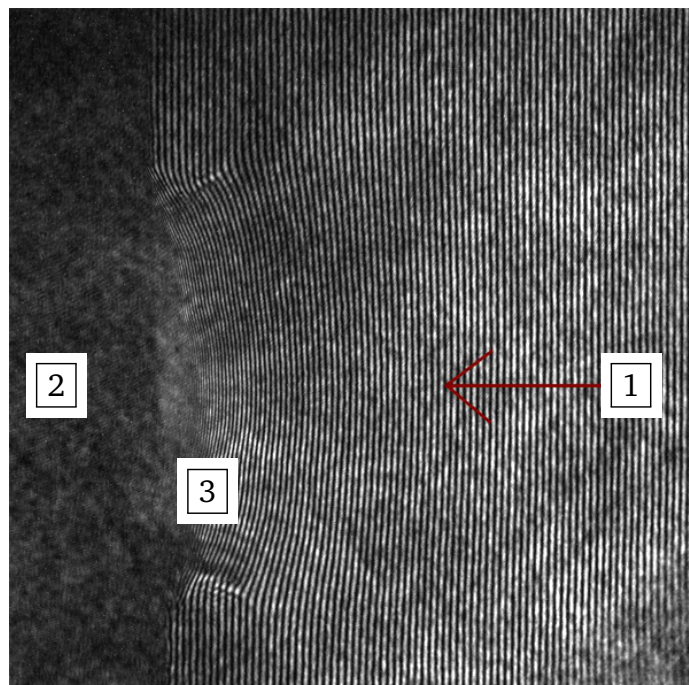
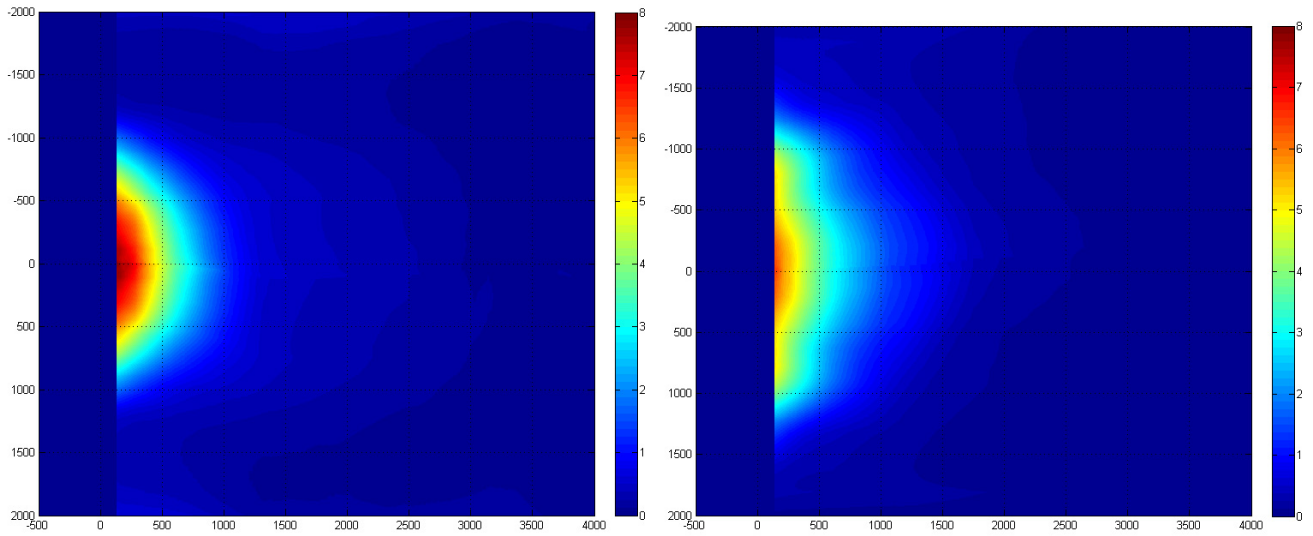


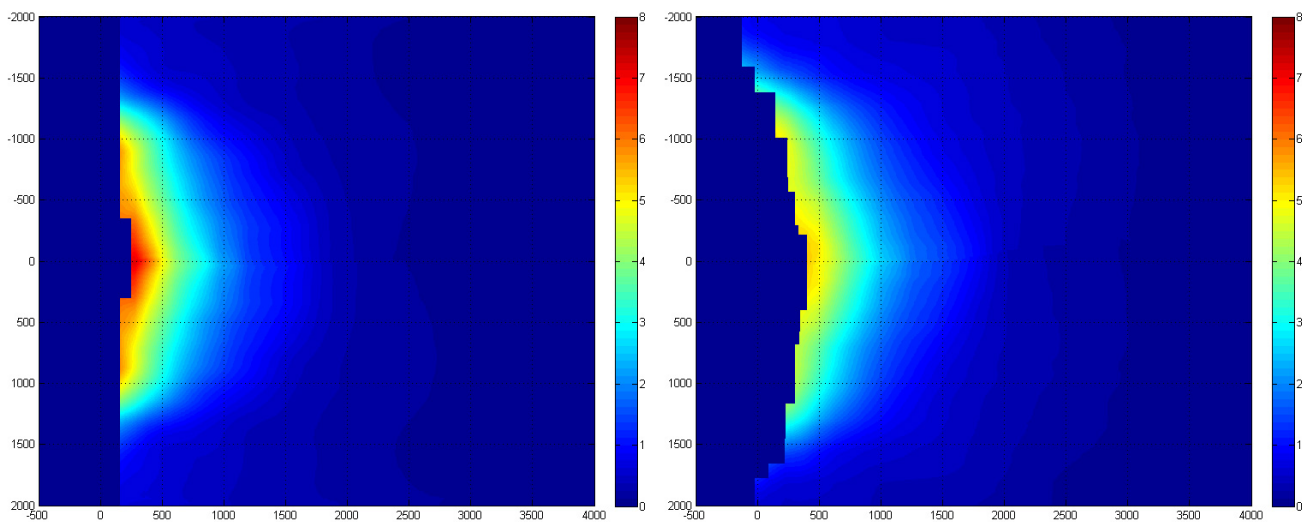
Abbildung 5.3: Aufnahme der Interferometrie während der Bestrahlung mit nhelix 10,7 ns nach dem Beginn des Heizpulses: 1 - Richtung des Heizlaserstrahles vom nhelix; 2 - Target aus festem Stickstoff ; 3 - Gekrümmte Interferenzstreifen hervorgerufen durch das Stickstoffplasma



(a) 5,0 ns nach Beginn des Heizpulses

(b) 8,5 ns nach Beginn des Heizpulses

Abbildung 5.4: Elektronendichteverteilung eines Stickstoffplasmas; Raumachsen in μm ; Elektronendichte als Farbskala in 10^{19} cm^{-3}



(a) 10,1 ns nach Beginn des Heizpulses

(b) 10,7 ns nach Beginn des Heizpulses

Abbildung 5.5: Elektronendichteverteilung eines Stickstoffplasmas; Raumachsen in μm ; Elektronendichte als Farbskala in 10^{19} cm^{-3}

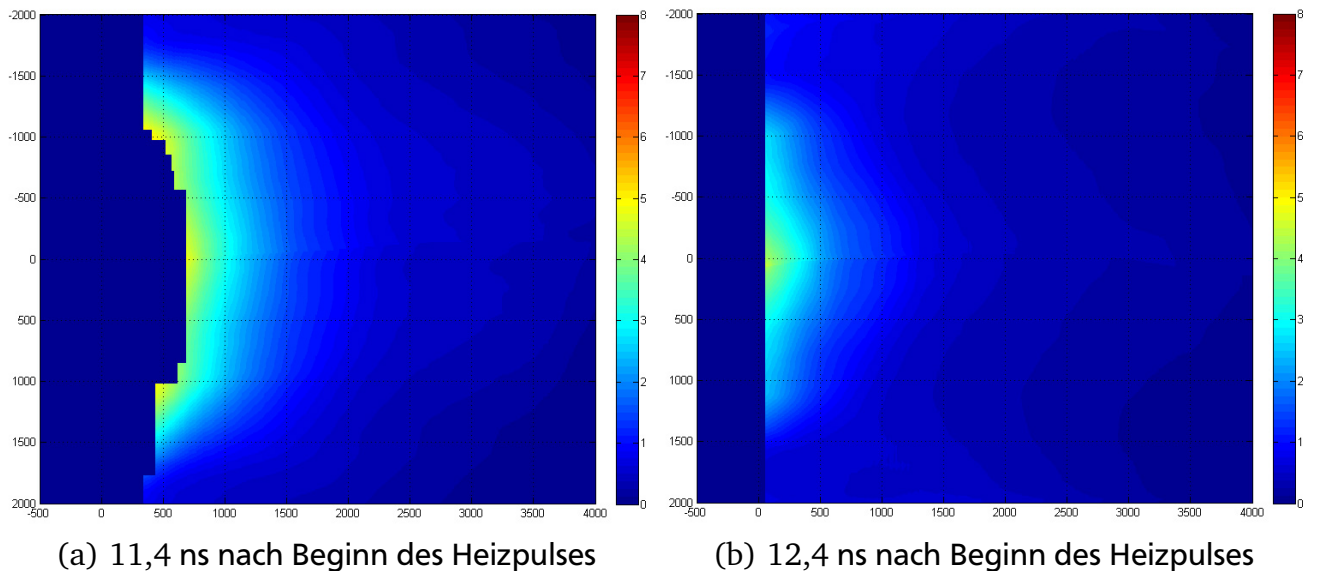


Abbildung 5.6: Elektronendichteverteilung eines Stickstoffplasmas; Raumachsen in μm ; Elektronendichte als Farbskala in 10^{19} cm^{-3}

5.1.4 Vergleich der gemessenen freien Elektronendichteverteilung mit Simulationsrechnungen

Die Messungen der freien Elektronendichte des Stickstoffplasmas werden in diesem Abschnitt mit Rechnungen verglichen, die mit dem HELIOS Code [54] durchgeführt wurden. Der HELIOS Code ist ein 1-D Strahlungs- und Magnetohydrodynamikcode zur Simulation von lasererzeugten Plasmen und Z-Pinch Plasmen. Es wurden HELIOS Version 5.0.0 und Atomic Model Builder Version 2.9.0 verwendet.

Zur Berechnung der freien Elektronendichte wurde Stickstoff bei einer Temperatur von 116,06 K angenommen, was die minimale Temperatur ist, die HELIOS zulässt. Die Stoffdaten für Stickstoff liegen nur für Gas und nicht für Festkörper vor. Die Expansion des ungeheizten Stickstoffgases im Vakuum kann für die kurze Simulationszeit von 12,4 ns vernachlässigt werden.

Um die Daten mit den Messungen vergleichen zu können, wurde aus den Elektronendichteverteilungen, die aus den Interferometriedaten gewonnen wurden, entlang der Symmetrieachse (vertikale Ortskoordinate $0 \mu\text{m}$) ein Elektronendichteprofil extrahiert. Die Abbildungen 5.7 bis 5.9 zeigen extrahierte Elektronendichteprofile und die entsprechenden Daten aus den Simulationsrechnungen.

Die Simulationen stimmen vom Kurvenverlauf und von der Größenordnung her über einen weiten Bereich mit den Messungen überein. Die freie Elektronendichte ist in den Messungen für

späte Zeiten niedriger als in den Simulationen. Dies ist darauf zurück zu führen, dass HELIOS eine 1-D Expansion annimmt, in der Realität handelt es sich jedoch um eine Expansion in drei Raumrichtungen. Das Plasma verteilt sich auf ein Volumen, was zu einer geringeren freien Elektronendichte führt als in den Berechnungen der 1-D Simulation.

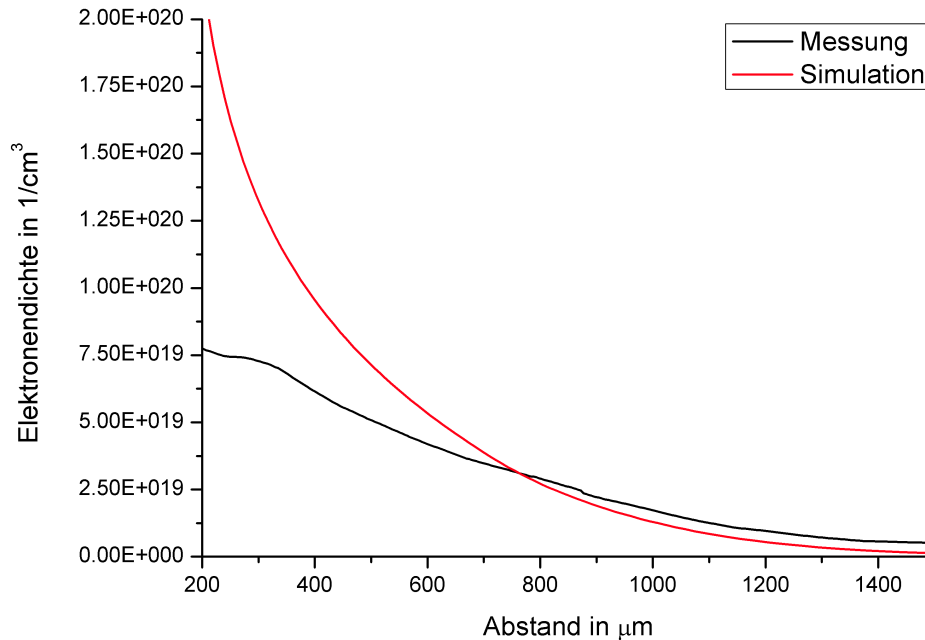


Abbildung 5.7: Profil der freien Elektronendichte des Stickstoffplasmas entlang der Symmetrieachse nach 5,0 ns

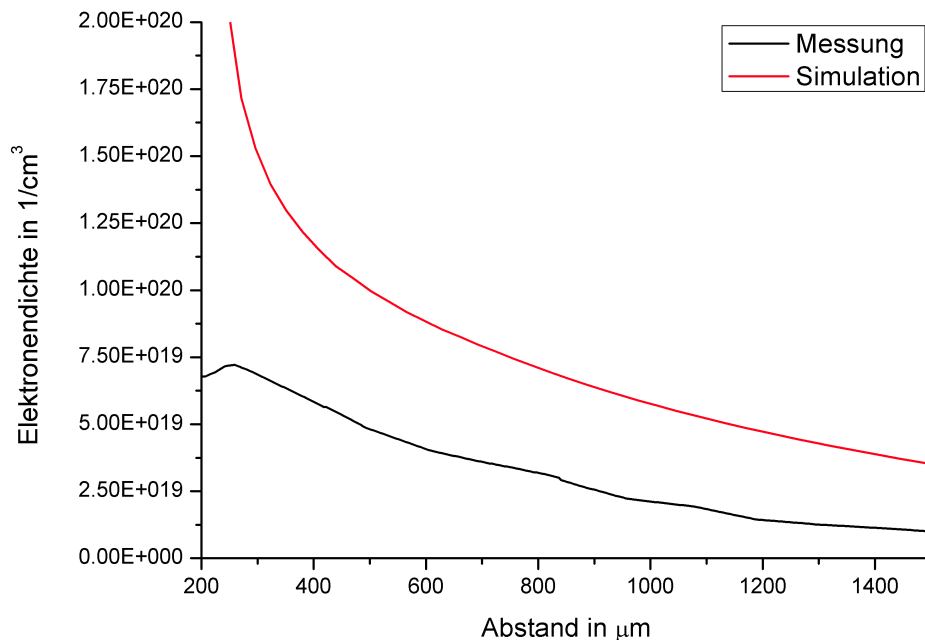


Abbildung 5.8: Profil der freien Elektronendichte des Stickstoffplasmas entlang der Symmetrieachse nach 10,1 ns

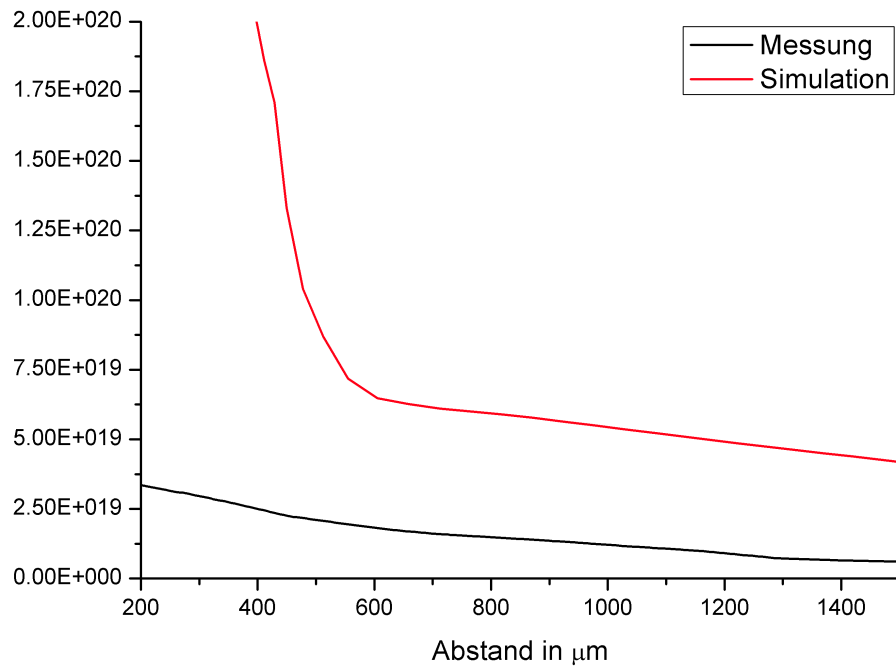


Abbildung 5.9: Profil der freien Elektronendichte des Stickstoffplasmas entlang der Symmetrieachse nach 12,4 ns

5.1.5 Analyse der freien Elektronendichte für eine Energieverlustmessung

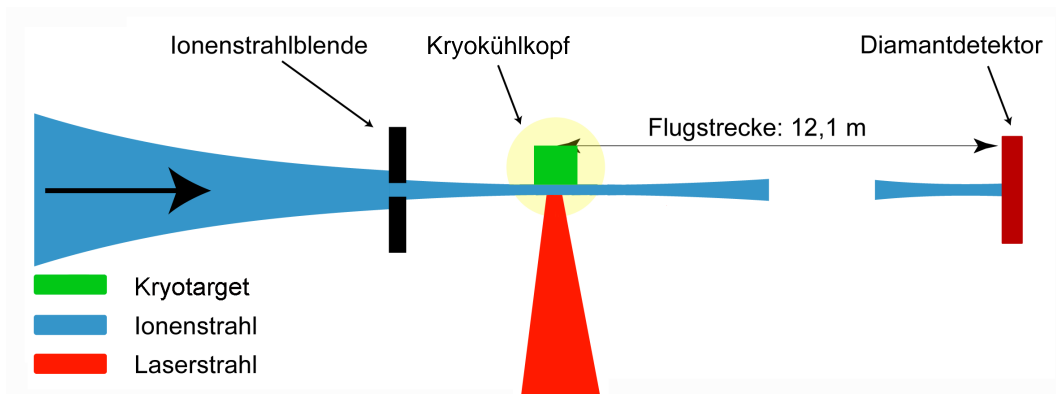


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung einer Energieverlustmessung mit kryogenen Targets mit cm-Abmessungen

In Abbildung 5.10 ist der schematische Aufbau für eine Energieverlustmessung mit kryogenen Targets mit cm-Abmessungen zu sehen. Mithilfe der Daten aus den Experimenten mit kryogenen Stickstofftargets, insbesondere den Interferometriedaten, soll die Durchführbarkeit eines solchen Experimentes untersucht werden.

Um einen Energieverlust mit dem Aufbau am Z6 Messplatz messen zu können, muss die Anzahl der mit dem Ionenstrahl wechselwirkenden Teilchen entlang des Strahldurchmessers möglichst

homogen sein, da ansonsten das Signal am Stopdetektor verschmiert. Der Ionenstrahl kann nicht wesentlich kleiner als auf $500\mu\text{m}$ kollimiert werden, da ansonsten die Intensitäten am Stopdetektor zu gering sind. Um einen messbaren Energieverlust im Plasma zu erhalten, sollte die Teilchenzahlflächendichte der Elektronen 10^{20} cm^{-2} nicht unterschreiten.

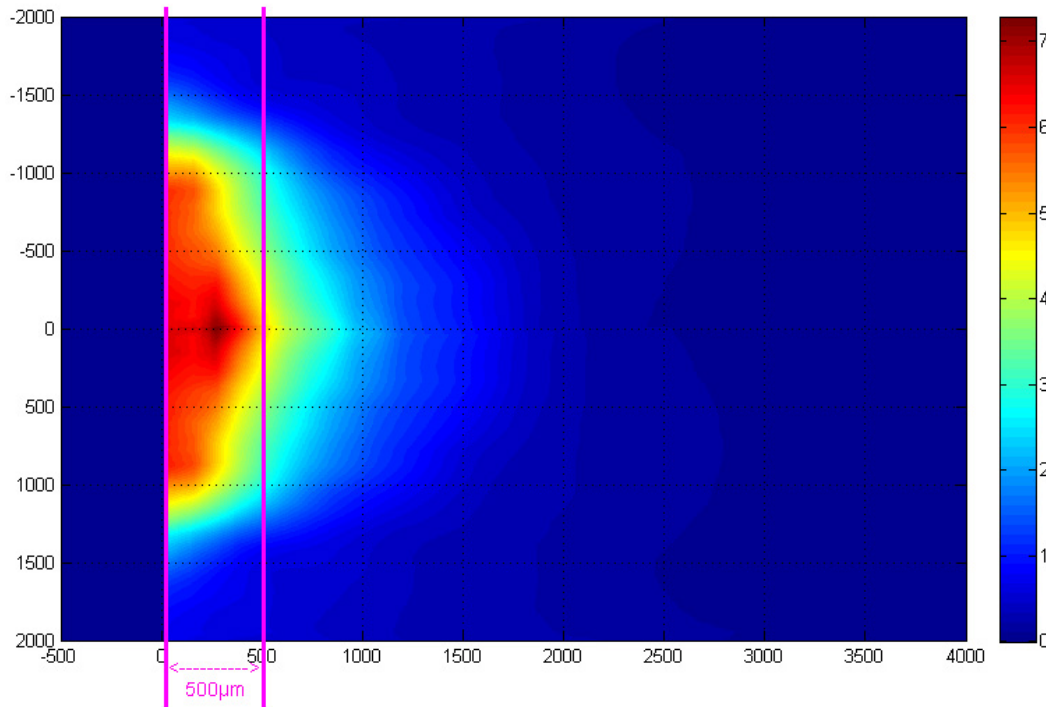
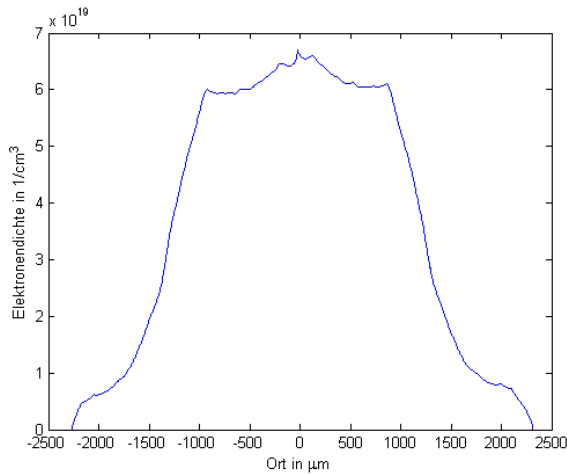


Abbildung 5.11: Elektronendichteverteilung eines Stickstoffplasmas (Raumachsen in μm ; Elektronendichte als Farbskala in 10^{19} cm^{-3}) 10,1 ns nach Beginn des Heizpulses; markiert sind zwei Geraden im Abstand von $500\mu\text{m}$, entlang welcher das Dichteprofil in Abbildung 5.12 gezeigt wird

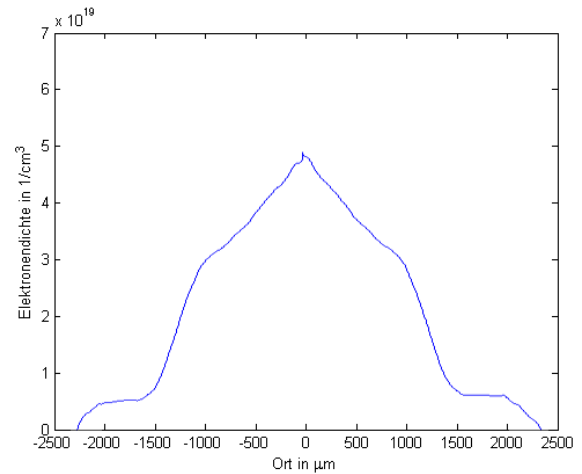
Für die Abbildungen 5.4 bis 5.6 wurden Dichteprofile entlang der Targetoberfläche genommen. In Abbildung 5.11 ist dies exemplarisch dargestellt. Es wurden zwei Profile, eines direkt an der Targetoberfläche und eines in $500\mu\text{m}$ Abstand von der Targetoberfläche genommen. Die Profile sind in Abbildung 5.12 dargestellt. Ziel ist es zu untersuchen, ob eine Teilchenzahldichte erreicht wird, welche eine Homogenität und Teilchenzahlflächendichte aufweist, die für eine Energieverlustmessung geeignet ist.

Aus den Profilen ist deutlich erkennbar, dass die Dichte mit dem Abstand zum Target abnimmt. Integriert man die Teilchendichte entlang des Ortes, so erhält man für das $0\mu\text{m}$ -Profil eine Teilchenzahlflächendichte von $1,70 \times 10^{17}\text{ cm}^{-2}$ und für das $500\mu\text{m}$ -Profil eine Teilchenzahlflächendichte von $9,67 \times 10^{16}\text{ cm}^{-2}$.

Diese Teilchenzahlflächendichten sind nicht homogen genug und insbesondere von einer zu geringen Teilchenzahlflächendichte, um einen Energieverlust messen zu können. Um eine Messung durchführen zu können, sollte der Unterschied im Energieverlust nicht mehr als 10% betragen. Die Abweichung um einen Faktor 2 in der Teilchenzahlflächendichte würde zu einem



(a) Profil bei 0 μm Abstand zum Target



(b) Profil bei 500 μm Abstand zum Target

Abbildung 5.12: Elektronendichteverteilung eines Stickstoffplasmas 10,1 ns nach Beginn des Heizpulses entlang zweier Profile im Abstand von 500 μm

Versmieren der Mikropulse am Stopdetektor führen. Eine Verringerung des Strahldurchmessers würde die Teilchenzahl pro Mikropuls zu sehr reduzieren, um sie am Stopdetektor messen zu können. Der Absolutwert der Teilchenzahlflächendichte ist um mindestens drei Größenordnungen zu gering.

Diese Ergebnisse machen deutlich, dass es notwendig ist, eine andere Targetgeometrie zu verwenden. Die Überlegungen und Experimente hierzu werden im folgenden Abschnitt erläutert.

5.2 Experimente mit kryogenem Deuterium

Die im vorhergegangenen Abschnitt beschriebenen Experimente haben gezeigt, dass Targets mit cm-Abmessungen für Energieverlustmessungen am Z6 Messplatz ungeeignet sind. Da üblicherweise Folien aus Kohlenstoff mit Dicken von $0,5 - 1,75 \mu\text{m}$ für solche Messungen zum Einsatz kommen, liegt es nahe, Targets mit einem großen Aspektverhältnis, die nur wenige Mikrometer dick sind aber deren Ausdehnung in lateraler Richtung um ein Vielfaches größer ist, zu verwenden.

Des Weiteren ist Wasserstoff/Deuterium ein sehr interessantes Targetmaterial, da es sich leicht vollständig ionisieren lässt. Deuterium ist hierbei kryotechnisch leichter im festen Zustand herzustellen als Wasserstoff. Aus diesen Gründen wurde ein festes Deuteriumtarget entwickelt, das von Kupfer gehalten wird. Eine genaue Beschreibung der Herstellung findet sich in Abschnitt 4.5.2.

5.2.1 An den Z6 Messplatz angepasste Herstellung kryogener Deuteriumtargets

Als Targetgeometrie wurde das Target im O-Profil ausgewählt, da es homogener ist als das U-Profil Target. Der Zuchtvorgang entspricht beim ausgewählten Target eher einer Zylindersymmetrie, da das Targetgas (hier Deuterium) von außen nach innen das Loch im Kupfer zufriert. So ist auch für das Plasma eine Zylindersymmetrie eher zu erwarten als mit U-Profil Targets.

Das Target wurde aus der Gasphase gezüchtet. Der Hauptgrund hierfür ist die Implementierung an der Z6-Targetkammer. Da der Kryokühlkopf um ca. 30 cm verlängert wurde, um das Zentrum der Targetkammer zu erreichen, erzeugt der Zuchtkammermanipulator ein starkes Drehmoment auf die Halterung des Kryokühlkopfes. Dies begrenzt den Anpressdruck der Zuchtkammer auf den Targethalter. Eine effektive Dichtung ist so nicht möglich.

Das Targetgas (Deuterium) wurde mit Stickstoff vorgekühlt (siehe Abschnitt 4.6) und bei einem Druck von weniger als 5 mbar am Kupferblech vorbeigeleitet, bis dieses zugefroren war.

Um die notwendigen Temperaturen zu erreichen, wurde Wärmeschutzfolie verwendet, welche die Verlängerung des Kryokühlkopfes und den Targethalter vor der Umgebungsstrahlung schützt. So können Temperaturen von 6 K erreicht werden. Aufgrund von Wärmeleitung durch die Zuchtkammer und den Zuchtkammermanipulator ist die minimal erreichbare Temperatur, wenn sich die Zuchtkammer auf dem Targethalter befindet, 10 K. Die Herstellungsdauer eines Targets beträgt rund 45 min.

5.2.2 Durchführung der Experimente mit kryogenen Deuteriumtargets

Der schematische Aufbau des durchgeführten Experimentes ist in Abschnitt 4.10.2 beschrieben. Die Deuteriumtargets werden von einer Seite mit dem nhelix und von der anderen Seite mit dem Phelix geheizt. Die Energie von jedem Heizlaserpuls beträgt 50 J in 10 ns. Der Fokus jedes Lasers unter Verwendung von Phasenplatten beträgt 1 mm. Mit einem Argon-Ionenstrahl (^{36}Ar , 4,0 AMeV) vom UNILAC, der eine 36 MHz Mikropulsstruktur aufweist, sollen die Targetdicken über den Energieverlust im Target bestimmt werden. Außerdem ist angestrebt, den Energieverlust im lasergeheizten Plasma zu messen. Nach dem Züchten des Deuteriumtargets, das zu Beginn eine Dicke von ca. $500\text{ }\mu\text{m}$ hat, wird in regelmäßigen Abständen mit dem Ionenstrahl auf Durchlässigkeit geprüft, um aus dem Energieverlust der Ionen eine Information über die Dicke zu erhalten. Sobald das Target bis zu einer geeigneten Dicke im Bereich von $50\text{ }\mu\text{m}$ oder weniger abgetaut ist, wird es mit nhelix und Phelix bestrahlt. In Abbildung 5.13 ist das Bild eines Deuteriumtargets zu sehen, das mithilfe einer Spiegelreflexkamera während der Bestrahlung mit nhelix und Phelix aufgenommen wurde. Es ist das Leuchten des Deuteriumplasmas zu sehen, das auf beiden Seiten des Targets die gleichen Abmessungen und die gleiche Intensität hat.

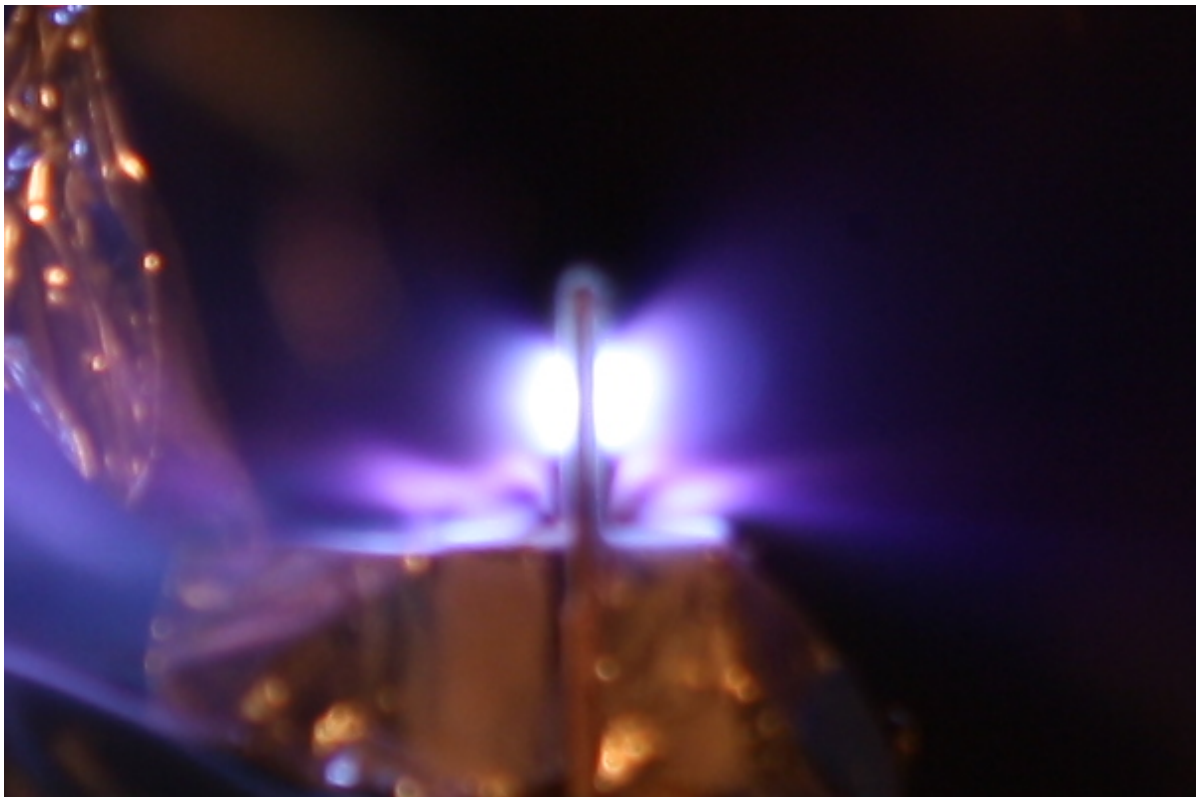


Abbildung 5.13: Deuteriumplasma aufgenommen mit Spiegelreflexkamera während der Bestrahlung mit nhelix und Phelix

5.2.3 Wechselwirkung des Ionenstrahls mit dem Deuteriumtarget

Um den Energieverlust im nicht geheizten Deuteriumtarget abschätzen zu können, wurde SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) Version 2008.04 verwendet. Eine genauere Beschreibung zu SRIM findet sich in Referenz [55].

Für die Berechnung des differentiellen Energieverlustes wurde Deuterium mit einer Dichte von $0,202 \text{ g/cm}^3$ angenommen. Abbildung 5.14 zeigt den differentiellen Energieverlust von Argon in Deuterium. Mit dessen Hilfe lässt sich die Dicke der Deuteriumschicht in Abhängigkeit der Energie der Argonionen nach dem Target bestimmen. Nimmt man an, dass das Deuterium nicht bei seiner maximalen Dichte gefroren ist, lässt sich dennoch die Flächendichte bestimmen.

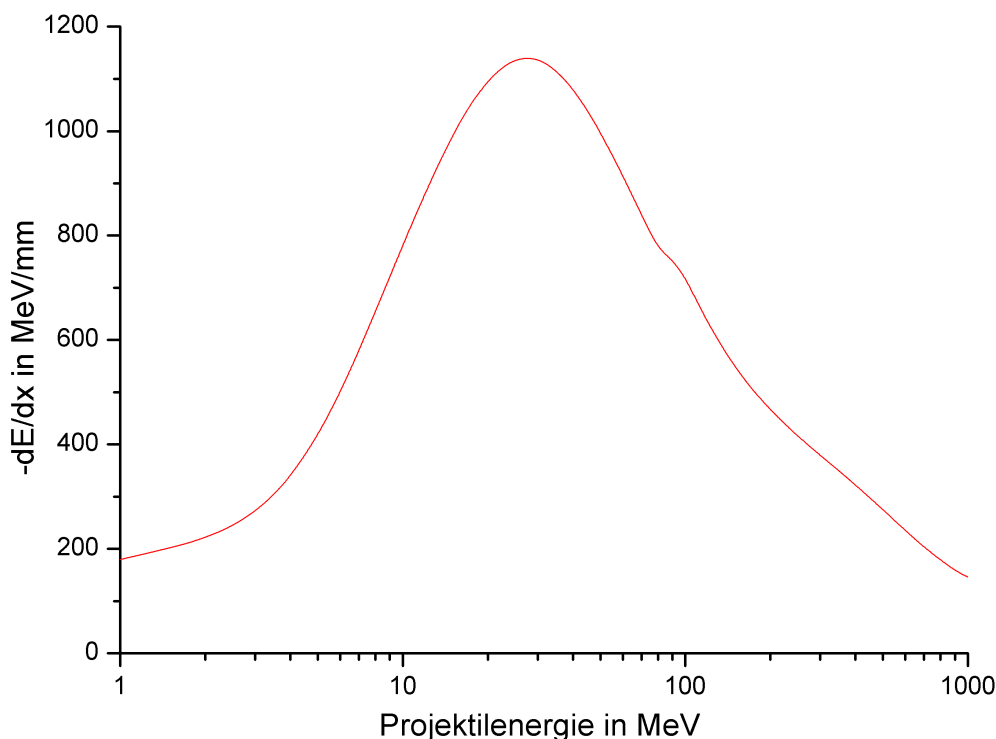


Abbildung 5.14: Differenzieller Energieverlust von Argon in Deuterium berechnet mit SRIM

5.2.4 Durchführung der Untersuchung des Deuteriumtargets mit dem Ionenstrahl

Das Deuteriumtarget in der Z6 Targetkammer wird aus der Gasphase gezogen. Wie bereits in [52] beschrieben, wird ein festes Wasserstofftarget durch Sublimation im Vakuum dünner. Gleiches gilt für Deuterium. Ist das Target in der Kammer präpariert, dauert es mehrere Stunden, bis das Target für den Ionenstrahl durchlässig ist. Nach SRIM ist das Target für Argon ^{36}Ar mit $4,0 \text{ A MeV}$ ab einer Dicke von $199,0 \mu\text{m}$ durchlässig, was einer Flächendichte von $4019 \mu\text{g/cm}^2$ entspricht. Aufgrund der Ionenoptik in der Strahlführung, die für die Energie des ungestörten

Strahles ausgelegt ist, kann erst ab einer Dicke im Bereich ab $50\mu\text{m}$ der Strahl am Stopdetektor gemessen werden. Sobald das Target eine Dicke aufwies, die für den Ionenstrahl durchlässig und am Stopdetektor nachweisbar ist, wurde es mit nhelix und Phelix bestrahlt. Bis die Laser für die Bestrahlung bereit waren, vergingen jedoch einige Minuten, so dass das Target sublimiert war und kein Energieverlust gemessen werden konnte.

Es ist notwendig, eine vom UNILAC unabhängige Methode zu entwickeln, um die zeitliche Änderung der Dicke des Targets zu untersuchen. Diese wird in Abschnitt 5.3 vorgestellt.

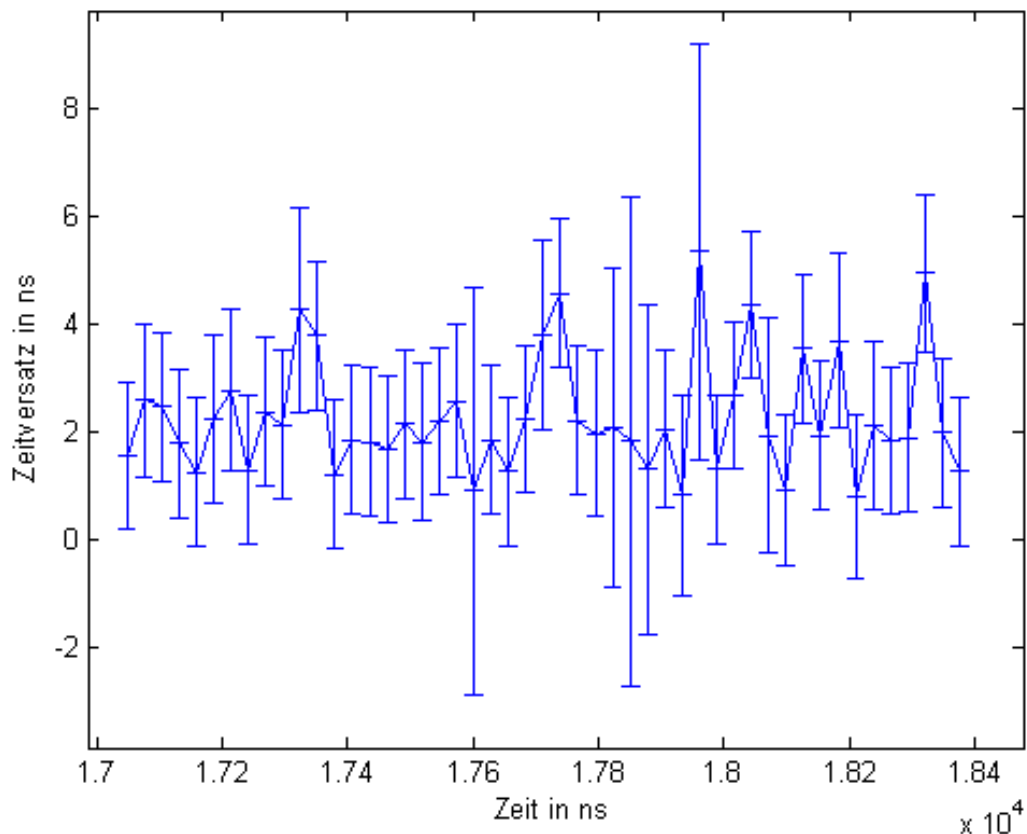


Abbildung 5.15: Zeitversatz der Mikropulse am Stopdetektor nach Durchflug durch ein Deuteriumtarget, gemittelter Zeitversatz $2,19 \pm 0,56$ ns

Aus den Signalen am Stopdetektor lassen sich Verzögerungszeiten im Vergleich zum ungestörten Strahl bestimmen. Hierzu wurde ein Programm benutzt, das im Rahmen einer Diplomarbeit entwickelt wurde. Details hierzu finden sich in dieser Arbeit [10]. Um eine Aussage über die Dicke machen zu können, ist es notwendig, einen Referenzpuls des Ionenstrahles zu haben, bei dem die Dicke bekannt ist. Hierfür muss entweder die Targetdicke genau bekannt sein, oder es wird eine Messung ohne Target durchgeführt. Da das Target jedoch zu schnell sublimiert ist, kann der Zeitversatz nur bis auf eine Konstante $n \times 27,7$ ns ($n \in \mathbb{N}$) bestimmt werden, da kein Referenzpunkt vorhanden ist. Da die Intensität der Mikropulse am Stopdetektor sehr niedrig war, lassen sich die Schwerpunkte der Mikropulse nur recht ungenau bestimmen. Eine Beispielauswertung ist in Abbildung 5.15 zu sehen. Sie zeigt die Schwerpunkte der Mikropulse, für

welche eine Gaußverteilung angenommen wurde. Aus den Signalen des Stopdetektors, welche eine Faltung der gaußförmigen Mikropulse des Ionenstrahls und der bekannten exponentiell abfallenden Antwortfunktion des Detektors sind, lässt sich auf die ursprünglichen Mikropulse zurückrechnen. Aus den Schwerpunkten lässt sich der gemittelte Zeitversatz bestimmen, hier $2,19 \pm 0,56 \text{ ns} + n \times 27,7 \text{ ns}$. Unter der Annahme $n=0$ lässt sich die Dicke des Deuteriumtargets bestimmen. Es ergibt sich eine Dicke von $2,61 \pm 0,69 \mu\text{m}$. Nimmt man $n=1$ an, ergibt sich eine Dicke von $31,25 \pm 0,78 \mu\text{m}$. Das Target erreicht eine Dicke, welche für den Ionenstrahl durchlässig ist. Nimmt man an, dass das Target auch bei der Bestrahlung durch Laser seine Massendichte im Bereich des Ionenstrahles nicht signifikant ändert, ist auch eine Messung des Energieverlustes im Plasma möglich.

5.2.5 Interferometrie

Zur Messung der Elektronendichteverteilung des Plasmas wurde die in Abschnitt 3.3 vorgestellte Interferometrie verwendet. Als Referenzzeitpunkt wurde 10% der Maximalintensität der ansteigenden Flanke des Heizpulses von nhelix gewählt, im Weiterem auch als Beginn der Heizpulse bezeichnet.

Aufgrund der Targethalterung für das Kryotarget wurde nur etwas mehr als die Hälfte des Plasmas vor dem Target vom Interferometrielaserstrahl durchleuchtet. Unter Annahme der Zylindersymmetrie des Plasmas wurde die Verteilung am Maximum gespiegelt. So kann die Elektronendichteverteilung auch für den durch die Halterung verdeckten Teil bestimmt werden. Die freie Elektronendichte wurde auf der Seite gemessen, von welcher der Phelix das Target bestrahlt. Die gemessene Elektronendichteverteilung des Deuteriumplasmas ist in Abbildung 5.16 zu sehen.

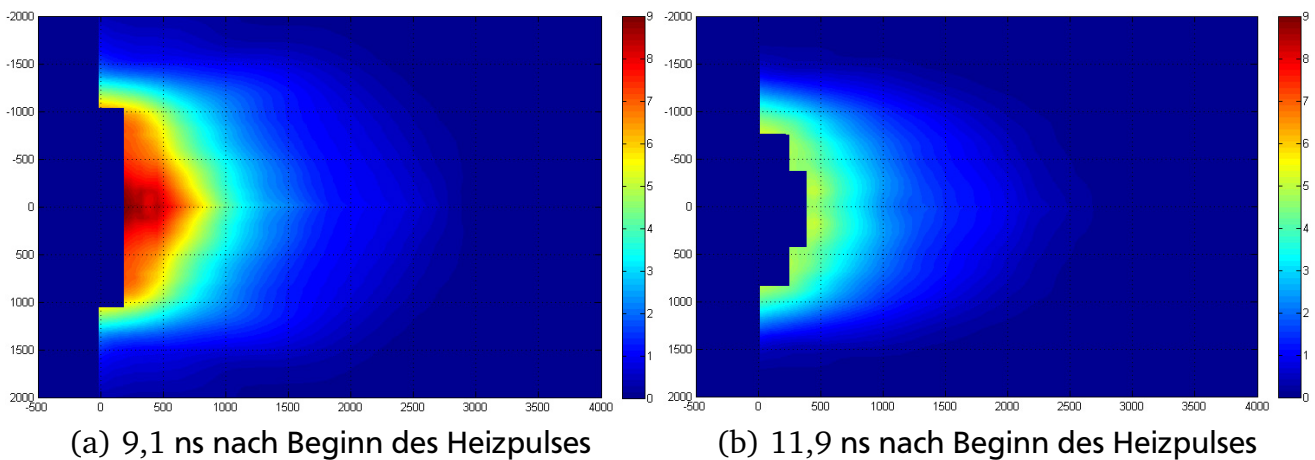


Abbildung 5.16: Elektronendichteverteilung eines Deuteriumplasmas; Raumachsen in μm ; Elektronendichte als Farbskala in 10^{19} cm^{-3}

5.2.6 Vergleich der gemessenen freien Elektronendichteverteilung mit Simulationsrechnungen

Die gemessenen Elektronendichteprofile wurden wie in Abschnitt 5.1.4 mit HELIOS-Rechnungen verglichen. Die Parameter und Annahmen der Simulation sind identisch mit denen in diesem Abschnitt, nur dass Deuterium als Targetmaterial verwendet wurde. Die Abbildungen 5.17 bis 5.18 zeigen aus den Elektronendichteverteilungen entlang der Symmetrieachse (vertikale Ortskoordinate $0\,\mu\text{m}$) extrahierte Elektronendichteprofile und die entsprechenden Daten aus den Simulationsrechnungen. Der Vergleich zwischen Messung und Simulation zeigt wie bei Stickstoff eine geringere freie Elektronendichte in den Messdaten, die sich wie bei der Diskussion der Experimente mit Stickstoff (Abschnitt 5.1.4) durch die eindimensionale Beschreibung einer dreidimensionalen Expansion begründen lässt.

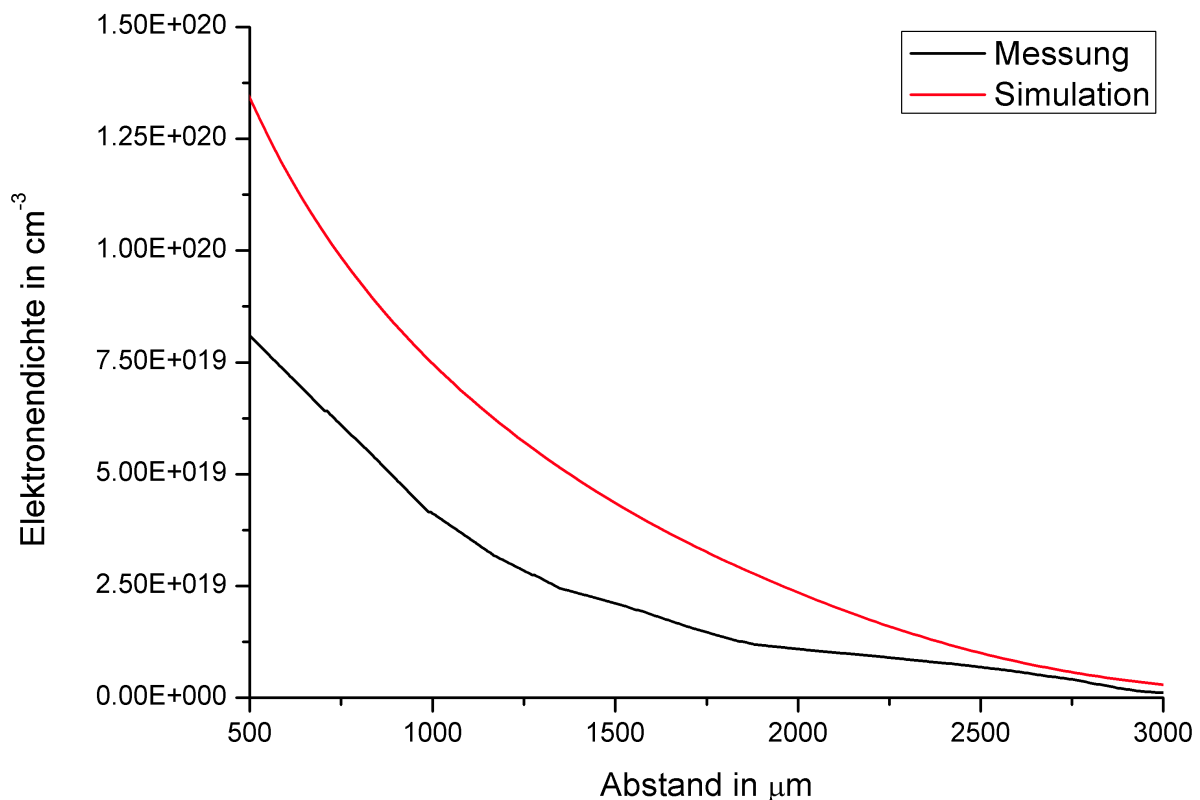


Abbildung 5.17: Profil der freien Elektronendichte des Deuteriumplasmas entlang der Symmetrieachse nach 9,1 ns

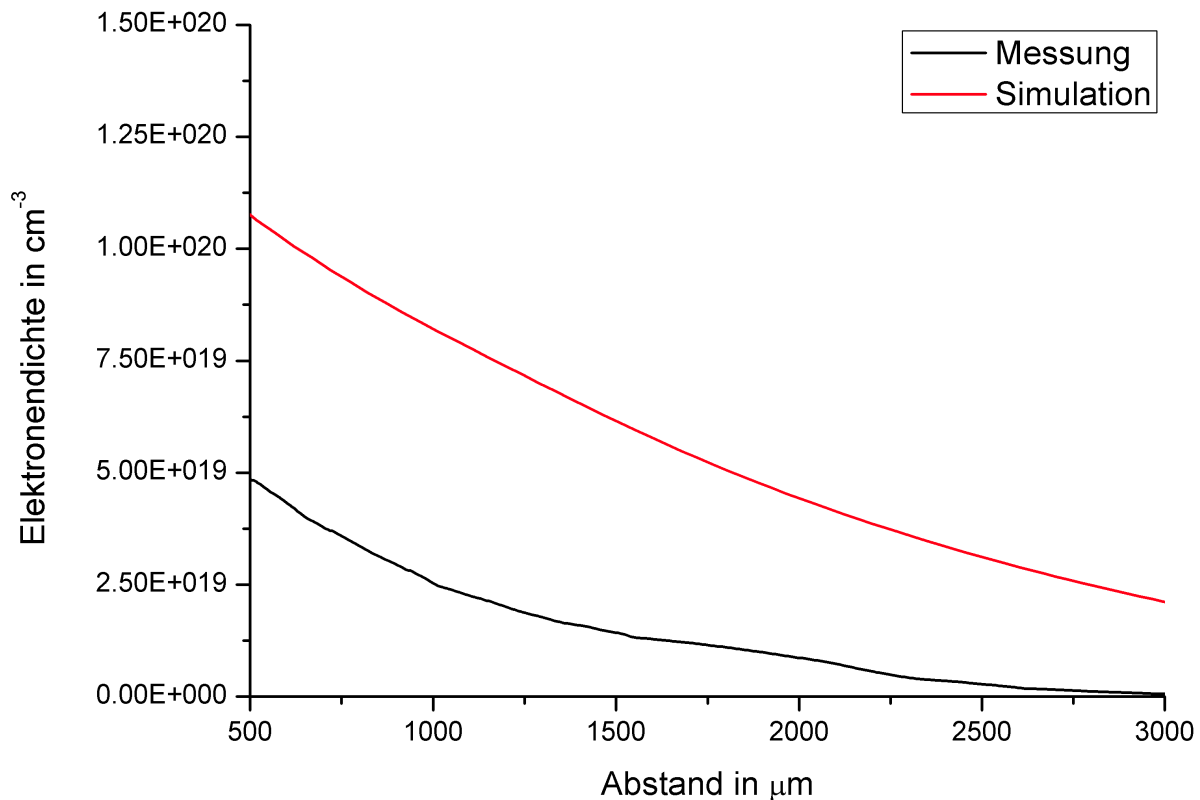


Abbildung 5.18: Profil der freien Elektronendichte des Deuteriumplasmas entlang der Symmetrieachse nach 11,9 ns

5.2.7 Schlussfolgerungen aus den Experimenten mit Deuteriumtargets

Die Experimente haben gezeigt, dass es möglich ist, kupfergehaltene kryogene Deuteriumtargets am Z6 Messplatz einzusetzen. Es konnte die freie Elektronendichte zu unterschiedlichen Zeiten in einem lasererzeugten Deuteriumplasma gemessen werden. Das Target erreicht eine Dicke, welche für den Ionenstrahl durchlässig ist. Es wird jedoch deutlich, dass es notwendig ist, eine vom UNILAC unabhängige Dickenmessung aufzubauen. Mit dieser sollte die Dicke des Targets zeitaufgelöst bestimmt werden können. Eine solche Dickenmessung ist ebenfalls für die Targetentwicklung vonnöten, um die reproduzierbare Fertigung von Targets sicherzustellen. Abschnitt 5.3 beschreibt eine solche Dickenmessung. Um die Dicke des Targets besser kontrollieren zu können, muss die Wärmezufuhr an das Target gesteuert werden. Hierfür kann beispielsweise zusätzliche Wärme durch eine Infrarotquelle an das Target geliefert werden oder die Wärmezufuhr durch die Planckstrahlung der Umgebung durch zusätzliche Hitzeschilde abgeschirmt werden.

5.3 Dickenmessung mit Elektronenstrahlen

Die Ergebnisse der Experimente mit kupfergehalteten kryogenen Deuteriumtargets zeigen die Notwendigkeit einer zeitauflösenden Dickenmessung. Die Messungen wurden mit Elektronen durchgeführt. Elektronen aus einer Elektronenröhre bieten entscheidende Vorteile gegenüber Teilchen aus radioaktiven Zerfallsprozessen, wie beispielsweise α - und β -Strahlern.

Elektronenröhren erzeugen einen Elektronenstrahl mit hoher Intensität. Der Strahl ist gerichtet und kann mit Hilfe von elektrischen und magnetischen Feldern fokussiert und abgelenkt werden. Die Elektronen haben eine scharfe Energieverteilung, die Energie ist über die Beschleunigungsspannung regelbar. Die Intensität des Elektronenstrahls lässt sich ebenfalls regeln. Aus diesen Gründen wurde die Dickenmessung mit einem Elektronenstrahl und nicht mit α - und β -Strahlern durchgeführt. Eine Messung der Energie der Elektronen, z.B. über eine Gegenspannung wie in [56], scheidet hier aus, da die Elektronen bei den zur Verfügung stehenden Startenergien von bis zu 15 keV und einer Targetdicke im μm -Bereich nach dem Target eine zu breite Energieverteilung haben. Die Messung des Energiespektrums würde einige Zeit dauern, in der sich das Target weiter verändert. Daher soll die Dicke durch die Analyse der Streuung der Elektronen im Target bestimmt werden. Hierfür wurde eine Elektronenquelle mit Strahlführung aufgebaut und an der Kryo-Test- und Entwicklungskammer implementiert. Der Aufbau ist in 4.11 beschrieben. Um auf die Dicke des Targets zurückrechnen zu können, muss die Verteilung der Teilchen nach dem Target bekannt sein. Hierfür wurden Simulationen mit Geant4 durchgeführt [57].

Geant4 (**Geometry and Tracking** Version 4) ist ein Simulationstoolkit zur Berechnung des Durchgangs von Teilchen durch Materie, das auf Monte-Carlo-Methoden beruht. Es beinhaltet Funktionen wie Geometrien, Tracking, Streuung und physikalische Modelle. Die zugrundeliegenden physikalischen Modelle decken eine Vielzahl von physikalischen Prozessen ab. Detaillierte Informationen finden sich in Referenz [58].

5.3.1 Teilchenstreuung in festen Deuteriumtargets

Für die Dickenmessung im Deuterium wurde die Streuung im Target analysiert. Für die Simulation wurde ein festes Deuteriumtarget bei einer Temperatur von 5 K und einer Dichte von $0,20 \text{ g/cm}^3$ angenommen. Für den Fall, dass das Target nicht bei dieser Dichte, sondern bei einer geringeren Dichte vorliegt, ist die durch die Messdaten gewonnene Flächendichte die gleiche. Die Flächendichte ist für die Energieverlustmessungen die relevante Größe.

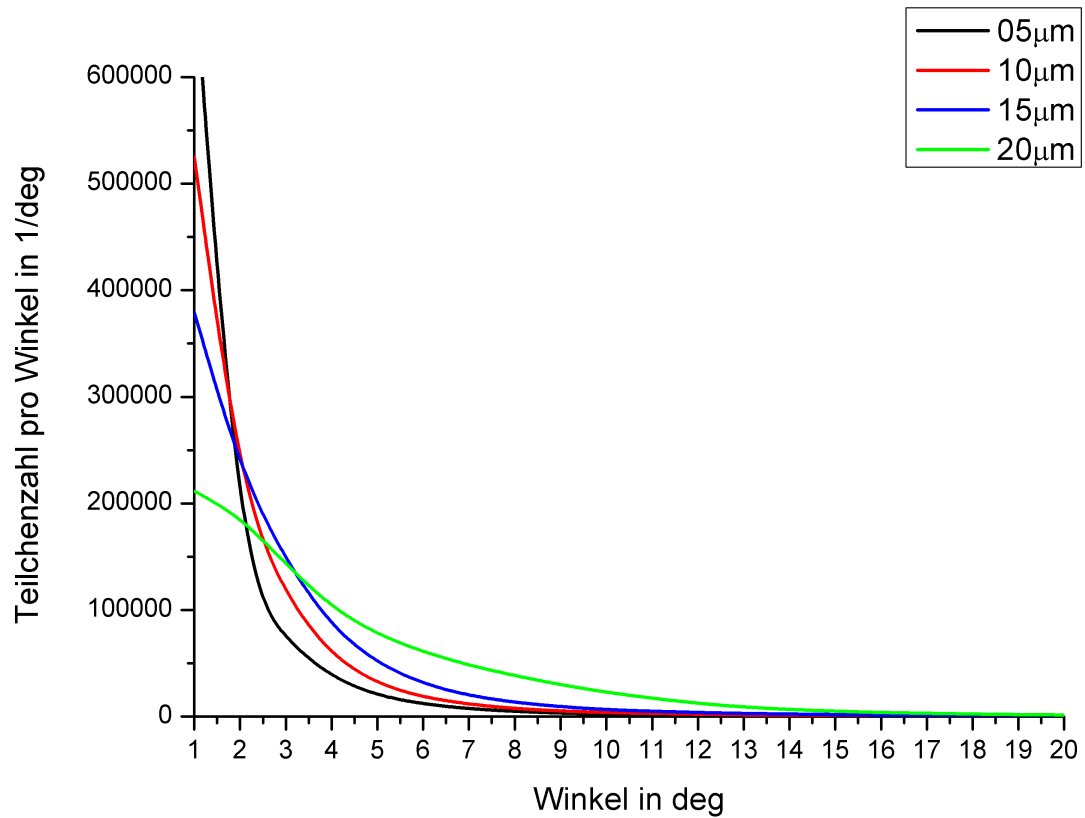


Abbildung 5.19: Winkelstreuung der Elektronen im Deuteriumtarget bei (05 – 20) μm Dicke

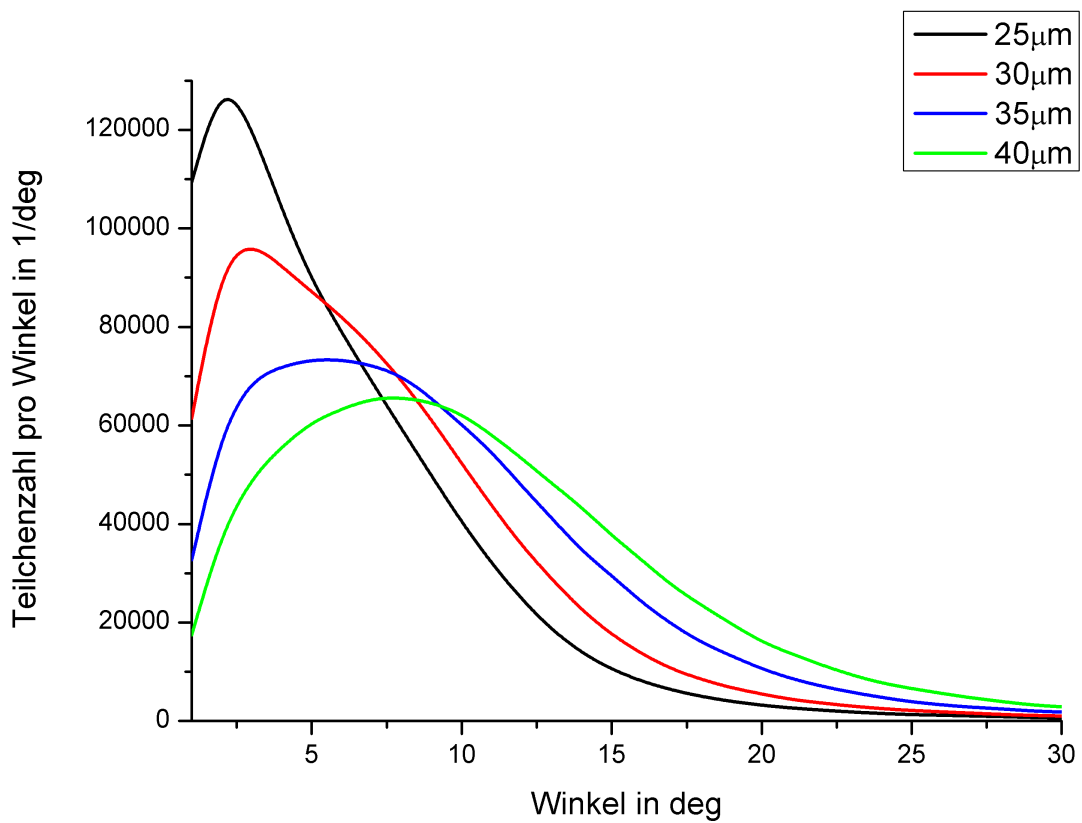


Abbildung 5.20: Winkelstreuung der Elektronen im Deuteriumtarget bei (25 – 40) μm Dicke

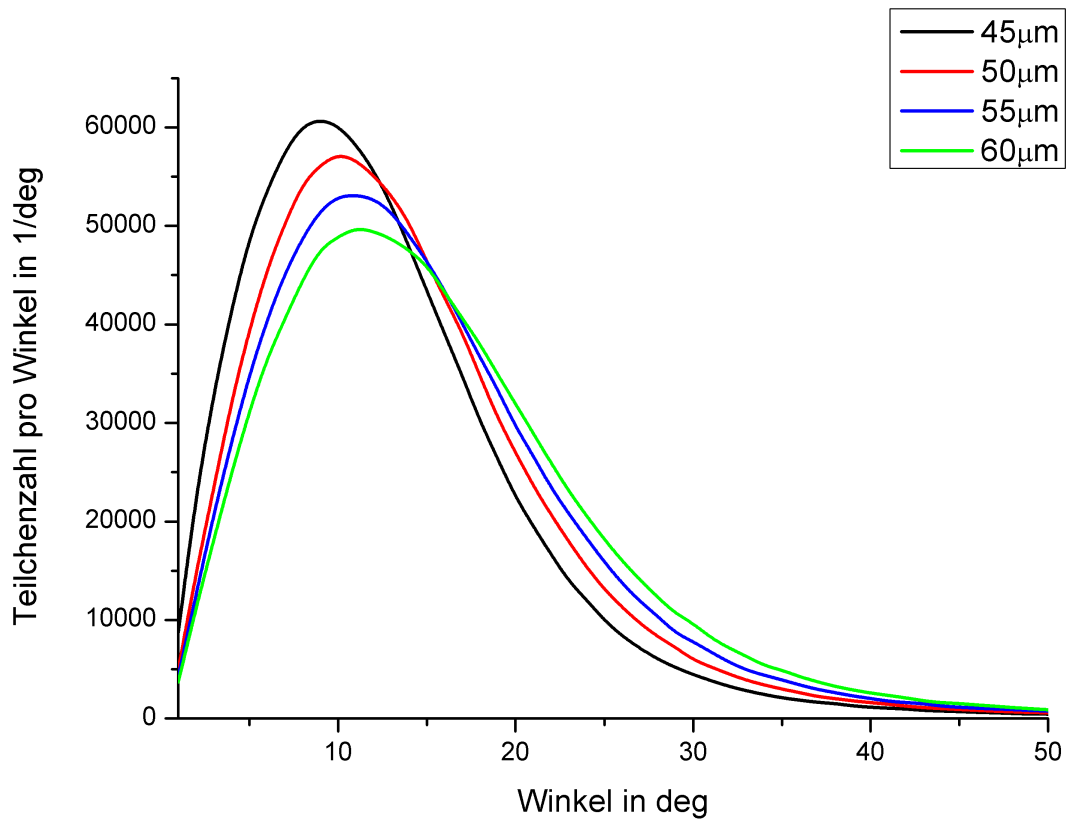


Abbildung 5.21: Winkelstreuung der Elektronen im Deuteriumtarget bei (45 – 60) μm Dicke

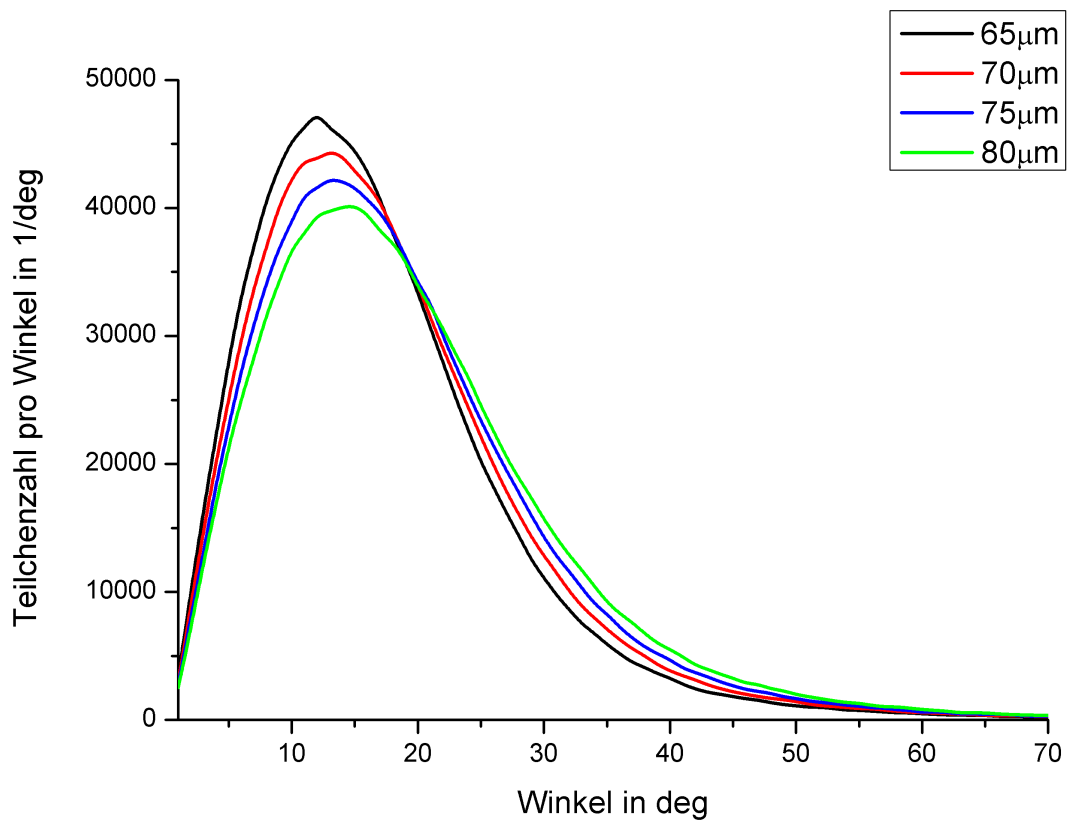


Abbildung 5.22: Winkelstreuung der Elektronen im Deuteriumtarget bei (65 – 80) μm Dicke

Die kinetische Energie der Elektronen betr ag 14 keV (die Elektronenröhre wurde mit 14 kV anstatt der maximal möglichen 15 kV betrieben, da das Netzteil der Röhre hier stabiler arbeitet). Jede Simulation wurde für 10^6 Teilchen durchgeführt. Die Elektronen treffen orthogonal und mit einheitlicher Energie auf das Target. In einem Abstand von 2 mm hinter dem Deuteriumtarget wurde die Winkelverteilung der Elektronen in 1° -Schritten um die Strahlachse berechnet. Der angegebene Winkel ist hier der halbe Divergenzwinkel. Die Dicke wurde in $5\,\mu\text{m}$ -Schritten von $5\,\mu\text{m}$ bis $80\,\mu\text{m}$ variiert. Für jede Dicke wurde eine eigene Simulation durchgeführt. Die Teilchenzahlen pro Winkel sind für die verschiedenen Dicken in den Abbildungen 5.19 bis 5.22 zu sehen.

Zur Messung des Elektronenstromes nach dem Target wurde ein Faraday Cup verwendet. Dieser befand sich 4,75 cm hinter dem Target. Mit einem Durchmesser von 1 cm wird ein Winkel von 6° abgedeckt.

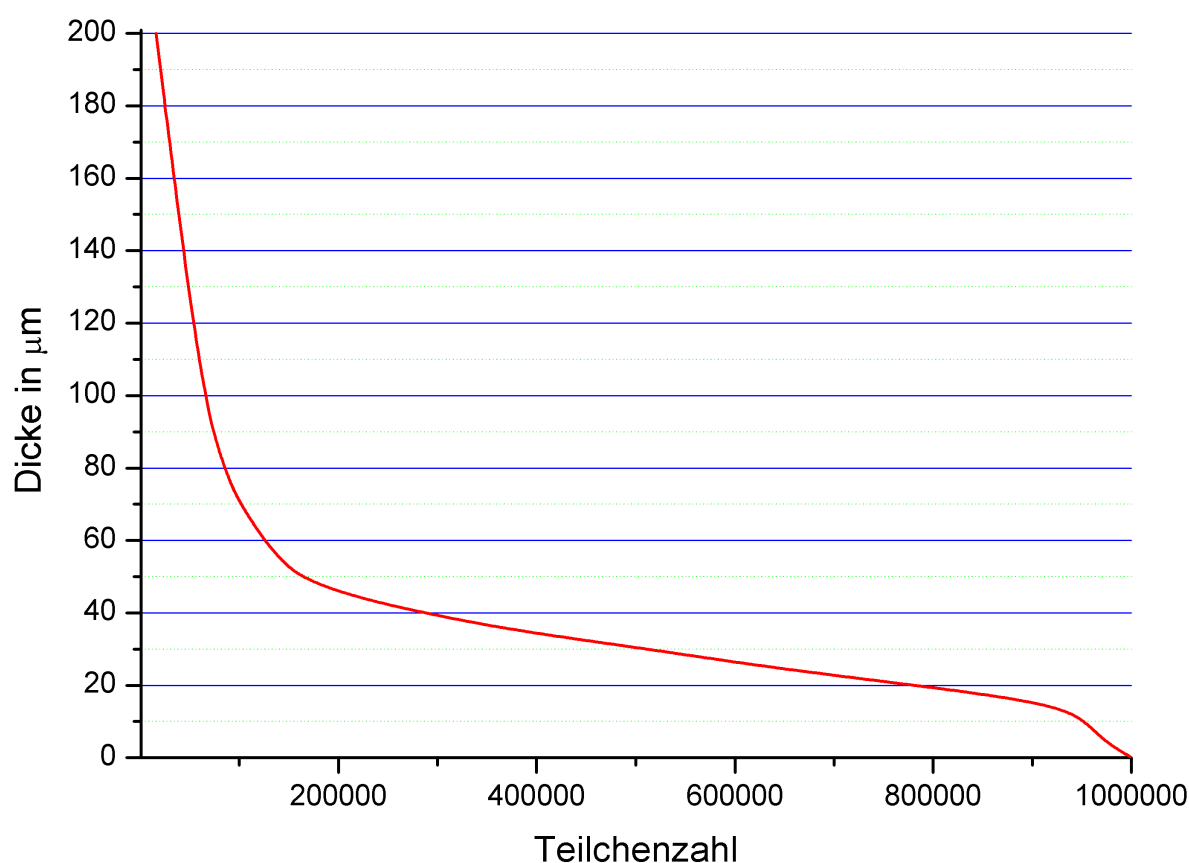


Abbildung 5.23: Dicke des Deuteriumtargets als Funktion der am Faraday Cup simulierten Teilchenzahl

Integriert man die Winkelstreuungsfunktionen über den vom Faraday Cup abgedeckten Bereich, erhält man für jede Dicke eine Teilchenzahl. Ist der zugeführte Teilchenstrom bekannt, kann der Anteil des Teilchenstromes bestimmt werden, der am Farady Cup messbar ist. Um die Dicke des Deuteriumtargets als Funktion der am Faraday Cup gemessenen Teilchenzahl bis zu Dicken von $200\,\mu\text{m}$ zu erhalten, wurden zwei weitere Simulationen der Winkelstreuung, für ein

100 μm dickes Deuteriumtarget und für ein 200 μm dickes Deuteriumtarget, erstellt. Im Zwischenbereich wurde hier linear interpoliert. Abbildung 5.23 zeigt den Zusammenhang zwischen der Teilchenzahl am Faraday Cup und der Dicke des Deuteriumtargets, der sich aus den Simulationsrechnungen ergibt. Der maximale Strom ist auf eine Teilchenzahl von 10^6 Elektronen normiert.

5.3.2 Messung der Dicke eines Deuteriumtargets

Für die Messung wurde ein Deuteriumtarget aus einer Deuteriumatmosphäre erzeugt, wie es in Abschnitt 4.5.3 beschrieben ist. Es wurde das O-Profil verwendet. Der Zuchtdruck betrug 350 mbar. Die Zuchtdauer nach dem Herunterkühlen des Kryokühlkopfes, d.h. ab dem Einleiten des Targetgases bis zum Abheben des Zuchtgefäßes, betrug 30 Minuten.

Der Elektronenstrahl wurde zuvor mithilfe eines Szintillators, der Ablenkmagnete und der elektrostatischen Linse durch das O-Profil geführt. Anschließend wurde der Szintillator durch einen Detektor (Faraday Cup) ersetzt, der sich im Abstand von 4,75 cm befand und einen Winkel von 6° abdeckte. Um sicherzustellen, dass nur Elektronen auf den Detektor gelangen, die durch das Loch im O-Profil fliegen, wurde das Loch abgedeckt. Da bei abgedecktem Loch kein Strom gemessen werden konnte, gelangen die Elektronen durch das Loch. Abschnitt 4.11 beschreibt den Aufbau des Elektronensystems im Detail.

Der Strom am Detektor ohne Target betrug $5,24 \mu\text{A}$. Dieser Strom wurde auf eine Teilchenzahl von 10^6 normiert, um ihn besser mit den Simulationsdaten aus Abschnitt 5.3.1 vergleichen zu können. Für die Auswertung wurde angenommen, dass das Target eine homogene Dicke aufweist sowie bei einer Dichte von $0,20 \text{ g/cm}^3$ vorliegt. Da die Dicke und die Dichte nicht über den gesamten Bereich des Elektronenstrahles konstant sind, ist die Messung eine Mittelung über diesen Bereich.

Sobald das Target präpariert war, wurde der Elektronenstrahl auf das Target geführt. Für eine Zeit von 16 min konnte kein Strom am Detektor gemessen werden. Danach stieg der Strom an, bis nach weiteren 510 s ein Strom von $5,24 \mu\text{A}$ erreicht wurde. Abbildung 5.24 zeigt die Messung der normierten Teilchenzahl, welche am Detektor gemessen wurde.

Um aus den Messungen der Teilchenzahl eine Information über die Dicke zu erhalten, wurde die in Abbildung 5.23 gezeigte Korrelation zwischen Teilchenzahl und Dicke verwendet. Die Korrelationsfunktion hat ihre höchste Genauigkeit bezüglich der Umrechnung von Teilchenzahl in Dicke zwischen 50 μm und 15 μm . Hier wird eine relative Genauigkeit von 12% erreicht.

Die auf diesem Wege erhaltene Targetdicke als Funktion der Zeit ist in Abbildung 5.25 zu sehen.

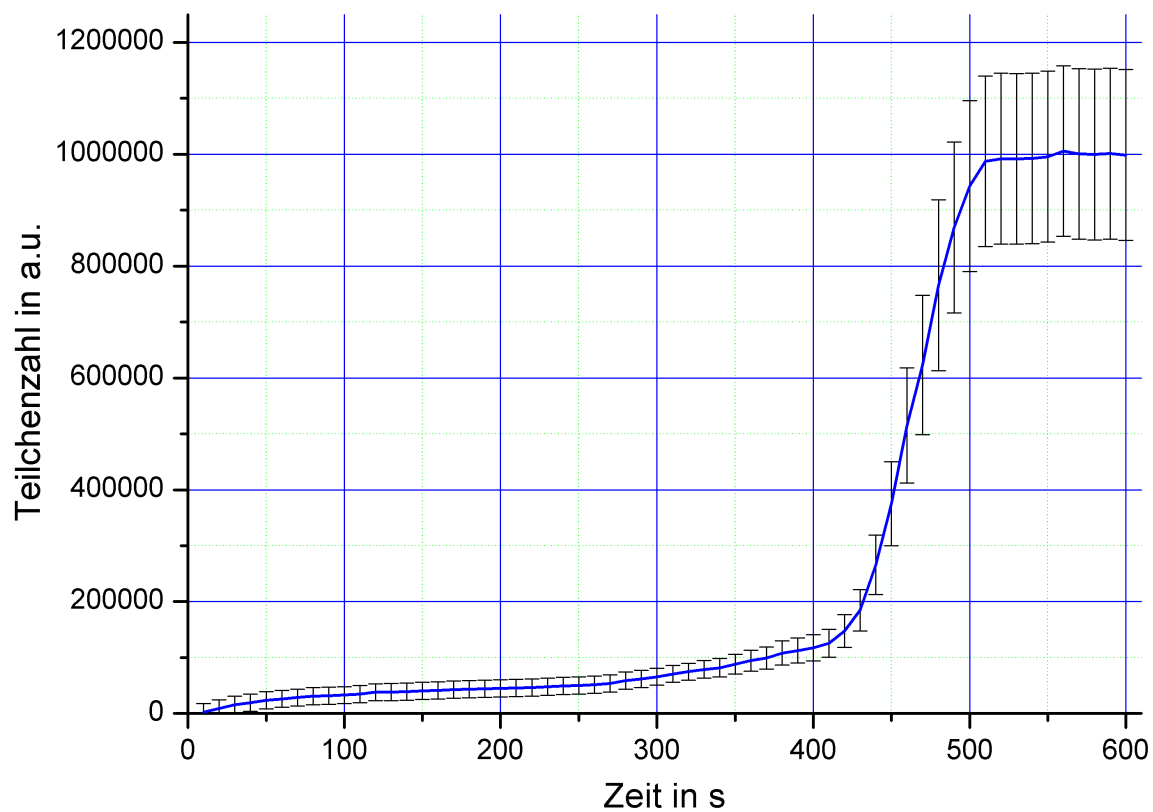


Abbildung 5.24: Messung der Teilchenzahl in einem Winkel von 6° nach dem Deuteriumtarget

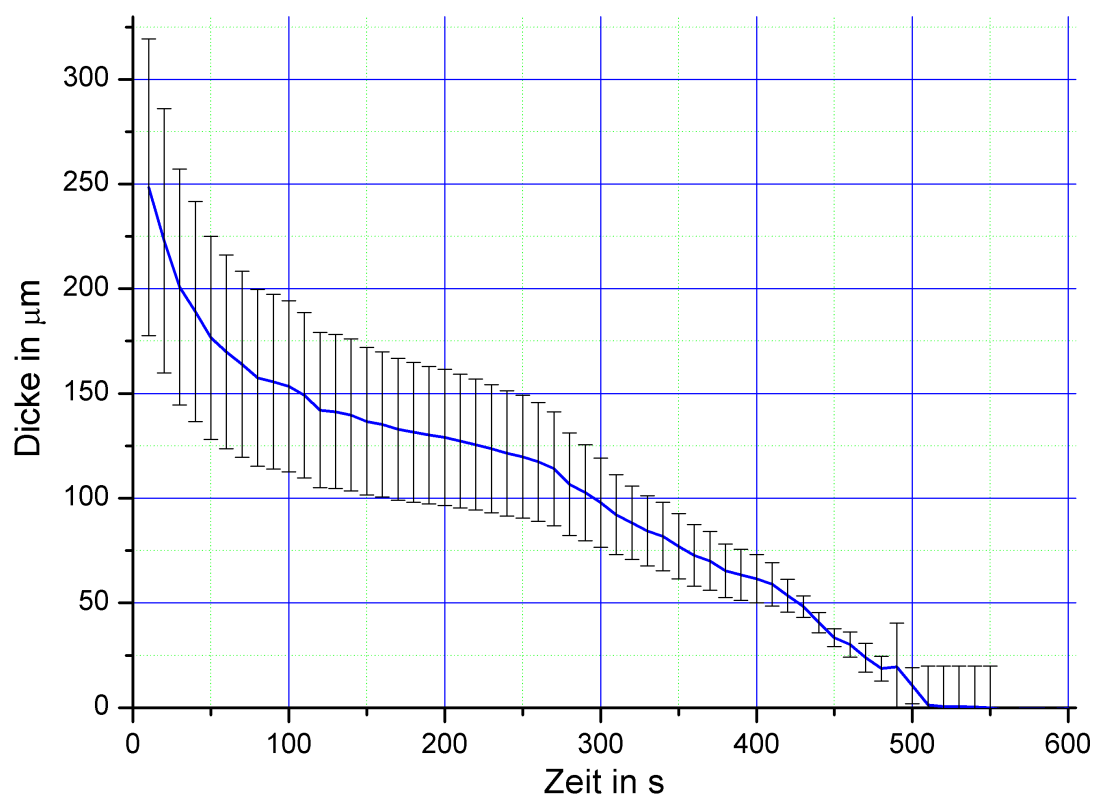


Abbildung 5.25: Dicke des Deuteriumtargets errechnet aus der Teilchenzahlmessung

5.3.3 Messung der Dicke von Folien aus Kohlenstoff

Um die Methode der Dickenmessung zu verifizieren, wurden Folien aus Kohlenstoff mit einer bekannten Dicke vermessen. Hierfür wurden analog zu Abschnitt 5.3.1 Simulationsrechnungen mit Geant4 durchgeführt.

Abbildung 5.26 zeigt die berechnete Winkelaufstreuung für drei Targetdicken. Durch Integration über den Winkel erreicht man die am Faraday Cup zu erwartende Teilchenzahl. Die Simulation wurde mit 10^6 Teilchen gerechnet, der maximale Strom von $5,54\mu\text{A}$ wurde auf diese Teilchenzahl normiert. Die Energie der Elektronen betrug 14keV . Tabelle 5.1 zeigt den am Faraday Cup gemessenen Strom sowie den errechneten Strom mit Folie im Abstand von $4,75\text{cm}$ bzw. $3,15\text{cm}$. So wurde ein Winkel von 6° bzw. 9° abdeckt.

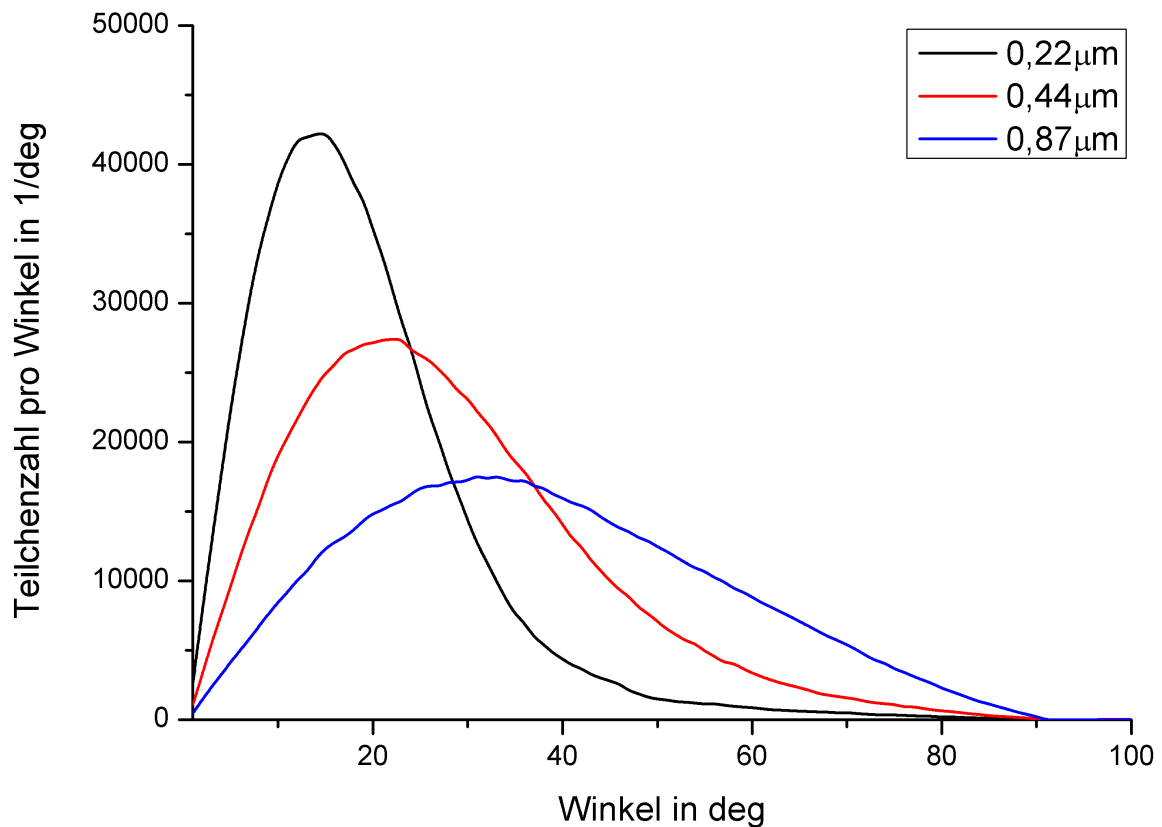


Abbildung 5.26: Winkelstreuung der Elektronen in Folien aus Kohlenstoff mit Dicken von $0,22\mu\text{m}$, $0,44\mu\text{m}$ und $0,87\mu\text{m}$

Der Vergleich zwischen den errechneten und den gemessenen Werten zeigt im Rahmen der Fehler eine gute Übereinstimmung. Die Messung der Dicke mit Elektronenstrahlen ist also in den betrachteten Bereichen mit ausreichend hoher Genauigkeit möglich.

Foliendicke in μm	Erfasster Winkel des Faraday Cups in deg	Errechnete Teilchenzahl	Errechneter Strom in μA	gemessener Strom in μA
$0,22 \pm 0,02$	6	90021	0,499	$0,47 \pm 0,08$
$0,22 \pm 0,02$	9	190672	1,056	$1,00 \pm 0,08$
$0,44 \pm 0,04$	6	39034	0,216	$0,29 \pm 0,08$
$0,44 \pm 0,04$	9	85743	0,475	$0,58 \pm 0,08$
$0,87 \pm 0,08$	6	16736	0,093	$0,04 \pm 0,08$
$0,87 \pm 0,08$	9	36946	0,205	$0,21 \pm 0,08$

Tabelle 5.1: Vergleich zwischen Simulation und Messung des Elektronenstroms nach dem Durchgang durch eine Folie aus Kohlenstoff

5.3.4 Schlussfolgerungen aus der Dickenmessung

Die eingesetzte Messmethode zur Dickenbestimmung durch die Analyse der Streuung von Elektronen im Target eignet sich gut für kryogene Deuteriumtargets mit Dicken im μm -Bereich. Die Simulationsrechnungen wurden anhand von Vergleichmessungen mit Folien aus Kohlenstoff bekannter Dicke überprüft und es konnte eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und den Simulationsdaten festgestellt werden. Die zeitaufgelöste Messung der Dicke von Deuteriumtargetes hat gezeigt, dass das Zeitfenster für eine Energieverlustmessung maximal 2 min beträgt. Mit der Dickenmessung durch Elektronen wurde ein wertvolles Werkzeug für die Untersuchung der Deuteriumtargets gewonnen. Von dem Zeitpunkt, an dem sich die Dicke mit dem gezeigten Verfahren bestimmen lässt, bis zur gewünschten Dicke von $60\mu\text{m}$ oder weniger vergehen ca. 6 min, was als Vorlaufzeit genügt, um die Heizlaser vorzubereiten. Mit der Implementierung der Dickenmessung an Z6 wird so eine Energieverlustmessung möglich.

6 Ausblick

Die aufgebaute Kryoanlage erweitert die Möglichkeiten für Experimente am Z6 Messplatz durch die Bereitstellung neuer Targettypen. Erstmals stehen Targetmaterialien in festem Zustand zur Verfügung, welche unter Normalbedingungen nur gasförmig vorliegen. Neben Elementen wie zum Beispiel Stickstoff, Argon und Neon sind Targets aus Wasserstoff und Deuterium von besonderem Interesse. Für Experimente mit lasererzeugten Plasmen sind Wasserstoff und Deuterium gut geeignet, da sie schon bei geringen Temperaturen vollständig ionisiert vorliegen. Insbesondere dünne Targets mit einem großen Aspektverhältnis, die nur wenige Mikrometer dick sind, aber deren Ausdehnung in lateraler Richtung um ein Vielfaches größer ist, sind auch für eine Vielzahl von Experimenten vorstellbar, welche auf Foliengeometrien ausgelegt sind. Für die Herstellung solcher Targets wurde wichtige Entwicklungsarbeit geleistet.

Eine wichtige Schlüsselgröße bei der Charakterisierung von Targets mit einem großen Aspektverhältnis ist die Targetdicke. Zur Bestimmung der Dicke wurde am Beispiel von Deuterium gezeigt, dass eine Dickenmessung mit Elektronen möglich ist. Die Messmethode ist ein entscheidender Baustein für die Optimierung und Weiterentwicklung der kryogenen Targets.

Nicht zuletzt sind dünne Folientargets aus Wasserstoff und Deuterium ein vielversprechendes Target für die Ionenbeschleunigung mit Hochleistungslasern. Die Targeterzeugung am Ort des Experimentes mit einer Repetitionsrate im Minutenbereich ist realisierbar.

Die gewonnenen Erkenntnisse über die Kryotechnik sind für weiterführende Kryotargetentwicklungen, wie die HIHEX- und LAPLAS-Targets der FAIR Startphase, eine wichtige Grundlage.

Im Weiteren wird beschrieben, welche Veränderungen am Kryosystem notwendig sind, um die Deuteriumtargets am Z6-Messplatz charakterisieren zu können und welche Optimierungen am Aufbau an Z6 sinnvoll sind. Außerdem werden weitere Verbesserungsmöglichkeiten an der Kryo-Test- und Entwicklungskammer aufgezeigt.

6.1 Notwendige Veränderungen zur Implementierung der Dickenmessung mit Elektronen am Z6-Messplatz

Zur Dickenmessung mit Elektronen ist es notwendig, die Elektronenquelle, in diesem Fall eine Elektronenröhre, in der Z6 Targetkammer zu integrieren. Da die Elektronenröhre unter Vakuum gehalten werden muss, die Z6 Targetkammer jedoch auch während der Experimente geöffnet wird, muss die Röhre wie an der Kryo-Test- und Entwicklungskammer mit einem Ventil abgetrennt und mit einem eigenen Vakuumsystem versehen werden. Die Elektronenstrahlführung,

bestehend aus den zwei Ablenkmagneten und der elektrostatischen Linse, muss in der Vakuumkammer verfahrbar sein, um nach der Charakterisierung des Targets den Platz für die Laser und den Ionenstrahl nicht zu blockieren. Gleiches gilt für den Faraday Cup. Die Elektronenröhre sollte entweder ebenfalls beweglich sein, oder der Elektronenstrahl ist über einen weiteren beweglichen Ablenkmagnet in die Ionenstrahlachse einzujustieren.

Um die Deuteriumtargets aus einer Deuteriumatmosphäre mit gleichbleibendem Druck zu züchten, ist eine vakuumdichte Verbindung zwischen der Zuchtkammer und dem Tieftemperaturteil des Kryokühlkopfes zu gewährleisten. Die in der Kryo-Test- und Entwicklungskammer verwendeten Indiumdichtungen erfordern einen hohen Anpressdruck, der mit dem momentanen Aufbau in der Z6-Targetkammer nicht zu erreichen ist. Zum einen wirkt die Verlängerung des Kryokühlkopfes als Hebelarm, zum anderen sind die verwendeten Lineartische des Zuchtkammermanipulators nicht für die hohen Anpressdrücke ausgelegt. Für einen optimalen Anpressdruck sollte der Kryokühlkopf von unten an die Z6 Targetkammer montiert werden und der Zuchtkammermanipulator von oben die Zuchtkammer auf den Targethalter drücken, wie es auch bei der Kryo-Test- und Entwicklungskammer der Fall ist. Da sich unter der Z6-Targetkammer die Optiken für die Interferometrie befinden, sind hierfür größere Umbauten notwendig.

6.2 Verbesserungsmöglichkeiten an der Kryo-Test- und Entwicklungskammer

Die Kryo-Test- und Entwicklungskammer bietet gute Möglichkeiten zur Targetentwicklung unabhängig von der Z6-Targetkammer. Hier werden einige Verbesserungsmöglichkeiten aufgezeigt, welche zunächst an der Kryo-Test- und Entwicklungskammer zu integrieren sind und nach Bedarf auch an den Experimentierplätzen übernommen werden können.

Um das Target und den Zuchtvorgang von der Umgebungsstrahlung abzuschirmen, wurde bisher Wärmeschutzfolie oder an die erste Stufe des Kryokühlkopfes angebrachte aktiv gekühlte Schilde verwendet. Hier ist ein vom Kryokühlkopf unabhängiges bewegliches Hitzeschild sinnvoll, welches aktiv gekühlt wird. Die Kühlung könnte zum Beispiel mit flüssigem Stickstoff erfolgen, welcher das Hitzeschild auf Flüssigstickstofftemperatur hält. Eine effizientere, wenn auch deutlich aufwendigere Methode ist ein weiterer Kryokühlkopf mit eigenem Kryokompressor. Der weitere Kryokühlkopf sollte verfahrbar sein. Das Hitzeschild wäre fest an den Kryokühlkopf gekoppelt. So könnte das Hitzeschild auf Flüssigheliumtemperatur gekühlt werden, was die Wärmestrahlung am Target minimiert. Auf diese Weise kann der Sublimationsprozess, welcher das Target dünner werden lässt, verlangsamt werden.

Um den Sublimationsprozess beschleunigen zu können, sollte es möglich sein, das Target von außen zu heizen, ohne die Temperatur des Kupferhalters zu erhöhen. Hierfür bietet sich eine Infrarotquelle an. Diese sollte in einem für das Target geeigneten Wellenlängenbereich strahlen. Eine Fokussierung der Infrarotstrahlung auf das Target ist hierbei sinnvoll.

Eine Temperatursteuerung des Targethalters ist für die Optimierung des Zuchtvorgangs notwendig. Aufbauten mit ohmschen Heizelementen haben dazu geführt, dass die Temperatur, die minimal am Kryokühkopf erreicht werden konnte, erhöht wurde. Dies liegt an den Kabeln für die Heizelemente, welche über die Verbindung mit der Targetkammer Wärme zuführen. Hier gilt es, eine geeignete Lösung zur Minimierung der zugeführten Wärme zu finden.

Die Elektronenquelle arbeitet mit einer Energie von maximal 15 keV. Dies führt zu einer breiten Energieverteilung der Elektronen hinter dem Target, so dass die Dickenmessung über die Streuung der Elektronen messtechnisch einfacher umzusetzen ist. Mit einer Elektronenquelle, welche Energien von 50 keV liefert, könnte die Dickenmessung über den Energieverlust im Target erfolgen. Dieser lässt sich präziser messen, zum Beispiel über einen Gegenspannungsdetektor. Eine Elektronenquelle mit einem deutlich kleineren Elektronenfokus als die Targetgröße (kleiner als 2 mm) würde es erlauben, ein Dickenprofil des Targets entlang der Ebene der Kupferhalterung zu erstellen.



Literaturverzeichnis

- [1] SHEFFIELD, J.: The physics of magnetic fusion reactors. In: *Reviews of Modern Physics* 66 (1994), S. 1015–1103
- [2] MEYER-TER-VEHN, J. ; ATZENI, S. ; RAMIS, R.: Inertial Confinement Fusion. In: *Europhysics News* 29 (1998), S. 202–205
- [3] TABAK, M. ; HAMMER, J. ; GLINSKY, M. E. ; KRUER, W. L. ; WILKS, S. C. ; WOODWORTH, J. ; CAMPBELL, E. M. ; PERRY, M. D. ; MASON, R. J.: Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. In: *Physics of Plasmas* 1 (1994), S. 1626–1634
- [4] HOFFMANN, Dieter H. H.: *Wechselwirkung von schweren Ionen mit ionisierter Materie*. 1993. – Habilitationsschrift
- [5] ROTH, Markus: *Experimentelle Bestimmung des Energieverlustes schwerer Ionen in lasererzeugten Plasmen*, Technische Universität Darmstadt, Diss., 1997
- [6] GSI: Wissenschaftliche Zielsetzungen und Forschungsprogramme / FAIR - Facility for Antiproton and Ion Research. 2005. – Forschungsbericht
- [7] ROTH, M. ET AL.: Energetic ions generated by laser pulses: A detailed study on target properties. In: *Phys. Rev. ST-AB* 5 (2002), S. 061301
- [8] MULSER, P ; SIEGEL, S. ; WITKOWSKI, S.: Plasma Production by Laser. In: *Physics Reports C*, 3, (1973), S. 187
- [9] SCHAUMANN, Gabriel: *Experimente mit lasergeheizten Hohlräumen für die Untersuchung der Wechselwirkung von Schwerionen mit ionisierter Materie*, Technische Universität Darmstadt, Diss., Oktober 2007
- [10] FRANK, Alexander: *Energieverlust von Schwerionenstrahlen in lasererzeugten Plasmen*, Technische Universität Darmstadt, Diplomarbeit, März 2008
- [11] HESSLING, Thomas: *Persönliche Mitteilung*. 2009. – Bild
- [12] ELIEZER, Shalom ; NAVAS, John (Hrsg.): *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 2002
- [13] HESSLING, Thomas: *Charakterisierung lasererzeugter Hohlraumstrahlung für die experimentelle Untersuchung der Wechselwirkung von schweren Ionen mit Plasma*, Technische Universität Darmstadt, Diss., November 2009

-
- [14] PELKA, Alexander: *Bestimmung der Elektronendichte in lasererzeugten Plasmen mittels Laserinterferometrie*, Technische Universität Darmstadt, Diplomarbeit, März 2005
- [15] HUTCHINSON, I. H.: *Principles of Plasma Diagnostics*. Second Edition. Cambridge University Press, 2002
- [16] VEST, C. M. ; WILEY-INTERSCIENCE (Hrsg.): *Holographic Interferometry*. John Wiley, 1979
- [17] JAHODA, F.C. ; SAWYER, G.A.: *Methods of Experimental Physics*. Vol. 9B. New York: Academic Press, 1971
- [18] SIGMUND, Peter: *Stopping of Heavy Ions - A Theoretical Approach*. Springer Tracts in Modern Physics, 2004
- [19] PETER, Thomas: *Energieverlust von Schwerionenstrahlen in dichten Plasmen*, MPQ Report 137, Diss., 1988
- [20] BETHE, H.: Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. In: *Annalen der Physik* 397 (1930), S. 325–400
- [21] KÄRCHER, B.: *Atomphysikalische Beschreibung Ionenstrahl-erzeugter Plasmen*. MPQ Report 158, 1991. – Dissertation
- [22] BOHR, N.: Velocity-Range Relation for Fission Fragments. In: *Physical Review* 59 (1941), S. 270–275
- [23] NORTHCLIFFE, L.C.: Passage of Heavy Ions Through Matter. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 13 (1963), S. 67–102
- [24] BLOCH, F.: Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie. In: *Annalen der Physik* 408 (1933), S. 285–320
- [25] BARKAS, W. H. ; DYER, J.N. ; HECKMAN, H. H.: Resolution of the Σ^- -Mass Anomaly. In: *Physical Review Letters* 11 (1963), S. 26–28
- [26] ANDERSEN, H. H. ; SIMONSEN, H. ; SØRENSEN, H.: An experimental investigation of charge-dependent deviations from the Bethe stopping power formula. In: *Nuclear Physics A* 125 (1969), S. 171–175
- [27] ROZET, J.P. ; STEPHAN, C. ; VERNHET, D.: ETACHA: a program for calculating charge states at GANIL energies. In: *Nuclear Instruments and Methods B* 107 (1996), S. 67
- [28] WEAVER, B. A. ; WESTPHAL, A. J.: Energy loss of relativistic heavy ions in matter. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms* 187(3) (2002), S. 285–301

-
- [29] SIGMUND, P ; SCHINNER, A.: Effective charge and related/unrelated quantities in heavy-ion stopping. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 174 (2001), S. 535–540
- [30] KOLITSCH, A.: *Ionenoptische Linsen und Ablenker*. <http://www.fzd.de/db/Cms?pOid=11876&pNid=0>. – Online-Ressource. – 15.10.2009
- [31] HAWKES, P. W. ; KASPER, E.: *Principles of Electron Optics*. Bd. 1+2. San Diego: Academic Press, 1989
- [32] ATKINS, Peter W. ; DRITTE, KORRIGIERTE AUFLAGE (Hrsg.): *Physikalische Chemie*. WILEY-VCH, 2001
- [33] KLEIN, M. L. ; VENABLES, J. A.: *Rare Gas Solids*. Vol I+II. London: Academic Press, 1977
- [34] SOUERS, P. C.: *Hydrogen Properties for Fusion Energy*. University of California Press, 1986
- [35] LIDE, David R.: *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. Bd. 86th Edition. CRC Press, 2005
- [36] VOGEL, Helmut: *Gerthsen Physik*. Bd. 19. Auflage. Springer-Verlag, 1997
- [37] LINDE AG: *Datasheet Neon 5.0*. Linde AG Seitnerstr. 70 82049 Pullach: Linde Gases Division, Stand 21.04.2008
- [38] LINDE AG: *Datasheet Argon 5.0*. Linde AG Seitnerstr. 70 82049 Pullach: Linde Gases Division, Stand 21.04.2008
- [39] LINDE AG: *Datasheet Stickstoff 5.0*. Linde AG Seitnerstr. 70 82049 Pullach: Linde Gases Division, Stand 21.04.2008
- [40] LINDE AG: *Datasheet Wasserstoff 5.0*. Linde AG Seitnerstr. 70 82049 Pullach: Linde Gases Division, Stand 07.08.2008
- [41] LINDE AG: *Datasheet Deuterium (stabiles Wasserstoff-Isotop)*. Linde AG Seitnerstr. 70 82049 Pullach: Linde Gases Division, Stand 21.04.2008
- [42] AIR LIQUIDE: *Produktinformationen Stickstoff Standardqualität*. Air Liquide Hans-Günther-Sohl-Straße 5 40235 Düsseldorf: AIR LIQUIDE Deutschland GmbH, 22.08.2001
- [43] *Air Liquide Gas Encyclopaedia*. <http://encyclopedia.airliquide.com/encyclopedia.asp>. – Online-Ressource. – 17.10.2009
- [44] SCHUMACHER, Dennis: *Charakterisierung laserinduzierter Hohlraumstrahlung*, Technische Universität Darmstadt, Diplomarbeit, Dezember 2007
- [45] GSI: *Homepage*. <http://www.gsi.de/forschung/phelix/Anlagen/index.htm>. – Online-Ressource. – 04.09.2009

-
- [46] PCO AG: *DiCAM PRO Bedienungsanleitung*. pco AG Donaupark 11 D-93309 Kelheim: pco.imaging, 2004
- [47] HUG, Alexander: *Persönliche Mitteilung*. 2009. – Bild
- [48] UNILAC, GSI: *Homepage*. <http://www-inj.gsi.de/index.php?section=3&subsection=1>. – Online-Ressource. – 07.09.2009
- [49] FRANK, Alexander: *Persönliche Mitteilung*. 2009. – Bild
- [50] WAMERS, Felix: *Entwicklung eines Detektors für gepulste Schwerionenstrahlen*, Technische Universität Darmstadt, Diplomarbeit, Mai 2006
- [51] SUMITOMO (SHI): *Homepage*. <http://www.shicryogenics.com/images/stories/capacitymaps/dviii3.gif>. – Online-Ressource. – 08.09.2009
- [52] SIGEL, R. ; KRAUSE, H. ; WITKOWSKI, S: Production of thin solid-hydrogen foils for use as targets in high vacuum. In: *Journal of Scientific Instruments (Journal of Physics E) Series 2* Volume 2 (1969), S. 187–190
- [53] SCHUMACHER, Dennis: *Persönliche Mitteilung*. 2009. – Bildvorlage
- [54] MACFARLANE, J. J. ; GOLOVKIN, I. E. ; WOODRUFF, P. R.: *Helios-CR - A 1-D Radiation-Magnetohydrodynamics Code with Inline Atomic Kinetics Modeling*. 455 Science Drive, Suite 140 Madison, WI 53771: Prism Computational Sciences, www.prism-cs.com
- [55] ZIEGLER, James F.: *Homepage*. <http://www.srim.org/#SER>. – Online-Ressource. – 29.09.2009
- [56] MOROZOV, A. ; HEINDL, T. ; SKROBOL, C. ; J.WIESER ; KRÜCKEN, R. ; ULRICH, A.: Transmission of 10 keV electron beams through thin ceramic foils: Measurements and Monte Carlo simulations of electron energy distribution functions. In: *The European Physical Journal D* 48 (2008), S. 383–388
- [57] GÜNTHER, Marc: *Persönliche Mitteilung*. 2009. – Geant4 Simulationsdaten
- [58] AGOSTINELLI, S. ET AL.: Geant4 - a simulation toolkit. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 506 (2003), S. 250–303

Danksagung

Herrn Professor Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann danke ich für die Möglichkeit, in seiner Arbeitsgruppe zu promovieren. Mein Dank gilt nicht nur den freundlichen persönlichen und fachlichen Gesprächen, sondern auch seinem persönlichen Interesse an meiner Ausbildung und meiner Arbeit.

Herrn Professor Dr. Markus Roth gilt mein Dank für die freundliche Aufnahme und Integration in seine Arbeitsgruppe, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Seine Förderung des Projektes sowie meiner Person, respektive sein Umgang mit den vorgegebenen Umständen waren mir stets eine Stütze.

Herrn Professor Dr. Thomas Stöhlker spreche ich meinen Dank für die Unterstützung in seiner Funktion als Leiter der Plasmaphysik der GSI aus.

Bei Herrn Dr. Serban Udrea bedanke ich mich für seine fachliche Unterstützung und Betreuung. Er hat bewusst eine selbstständige Arbeitsweise gefördert und dennoch wichtige Hilfestellungen gegeben.

Ohne den Erfahrungsschatz von Herrn Dr. Abel Blažević wären keine Messungen am Z6 Messplatz möglich gewesen, wofür ich ihm hiermit danke.

Herrn Dr. Gabriel Schaumann danke ich für die Unterstützung und die Förderung dieser Arbeit, welche zu wichtigen Zielsetzungen geführt hat.

Thomas Heßling und Dennis Schumacher gilt mein Dank für die Zusammenarbeit bei den Experimentvorbereitungen sowie der Einführung und dem Betrieb des nhelix Lasersystems.

Alexander Frank hat mir stets mit seinen Erfahrungen, insbesondere im Hinblick auf Energieverlustmessungen, zur Seite gestanden, wofür ich ihm sehr dankbar bin.

Alexander Pelka danke ich für seine Unterstützung bei der Verwendung der Interferometrie und der Auswertung der Interferometriedaten.

Für die Simulationen zur Elektronenstreuung sei Marc Günther gedankt.

Ohne die Unterstützung des gesamten Teams am Z6 Messplatz, den Herren Dr. Abel Blažević, Witold Cayzac, Oliver Deppert, Alexander Frank, Thomas Heßling und Dennis Schumacher, wäre kein Experiment möglich gewesen, hierfür vielen Dank.

Herrn Peter Häckl danke ich stellvertretend für die Mitarbeiter der Mechanikwerkstatt des IKPs, ohne deren Mitarbeit die Realisierung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Heinrich Wahl danke ich für die Hilfe bei vakuumtechnischen Fragen und bei der Materialbeschaffung.

Für die Unterstützung beim Aufbau der Elektronenquelle und der Strahlführung danke ich Alexander Mayr.

Benjamin Billmann sei für seine vielseitigen Hilfsdienste gedankt.

Danke an Alexander Hug und Johannes Ling für die zahlreichen fachlichen und zwischenmenschlichen Gespräche.

Muhammad Imran danke ich für die Mithilfe.

Ein Dankeschön an die Arbeitsgruppe der Plasmaphysik der GSI für die nette Arbeitsatmosphäre.

Meinen Eltern Werner Menzel und Burkild Menzel spreche ich für die jahrelange moralische und finanzielle Unterstützung meines Studiums meinen Dank aus.

Bei meiner Verlobten Lena Frömberg bedanke ich mich für ihre Geduld und Unterstützung während der zeitintensiven Arbeiten zu meiner Dissertation.

Danke den Korrekturen der Orthographie, Verena Menzel, Paul Eschenhagen und Lena Frömberg.

Nicht zuletzt danke ich meinem Do-Lehrer Sonsanim Ko. Myong für meine menschliche Ausbildung und Persönlichkeitsentwicklung.

Lebenslauf

Name	Jurij Alexander Menzel
Geburtstag/-ort	19.03.1981 in Darmstadt
Staatsangehörigkeit	deutsch
Eltern	Werner Menzel Burkhild Menzel geb. Wende

Ausbildung

Seit 04/2007	Doktorand an der Technischen Universität Darmstadt (TUD), Institut für Kernphysik, AG Strahlen und Kernphysik in Zusammen- arbeit mit der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionen- forschung GmbH, Darmstadt, Abteilung Plasmaphysik
02/2007	Abschluss Diplom Physik
12/2005 – 12/2006	Diplomarbeit an der TUD und GSI Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann Titel: <i>Interferometrische Geschwindigkeitsmessungen an schwer- ionengetriebenen Targets</i>
Ab 10/2001	Studium der Physik an der TUD
10/2000 – 08/2001	Zivildienst in der Nieder-Ramstädter Diakonie
1991-2000	Schuldorf Bergstrasse Seeheim, Abschluss mit Abitur
1987-1991	Andersenschule (Grundschule) Darmstadt-Eberstadt



Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt und die den benutzten Quellen wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 11. Dezember 2009

Jurij Alexander Menzel